

Spannungsinduzierte Crossover-Effekte in der Nähe des Curiepunkts von Nickel

Friedhelm Söffge

1978

SPANNUNGSINDUZIERTER CROSSOVER-EFFEKTE IN DER NÄHE
DES CURIEPUNKTS VON NICKEL

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
München

Vorgelegt von
Friedhelm Söffge
im Herbst 1977



1. Berichterstatter: Prof. Dr. K. Stierstadt

2. Berichterstatter: Prof. Dr. J. Peisl

Tag der mündlichen Prüfung: 23. 2. 1978

INHALTSVERZEICHNIS

Kapitel	Thema	Seite
I.	EINLEITUNG	1
II.	THEORIE	3
II.1.	Crossover in anisotropen Systemen	3
II.2.	Kritische magnetische Streuung	5
III.	EXPERIMENTELLES	8
III.1.	Streukammer	8
III.2.	Probe	10
III.3.	Vorbehandlung der Probe	11
III.4.	Kleinwinkel-Diffraktometer	13
IV.	MESSUNGEN, DATENANALYSE, RESULTATE	15
IV.1.	Meßverfahren	15
IV.2.	Datenaufbereitung	20
IV.3.	Intensität kritisch gestreuter Neutronen	21
IV.4.	Datenanalyse und Resultate	26
V.	DISKUSSION	33
V.1.	Zum Crossover-Effekt in Nickel	33
V.2.	Kritische Betrachtung zum Crossover in Nickel	41
V.3.	Beobachtungen zur kritischen Streuung	42
V.4.	Zum effektiven kritischen Exponenten	45
V.5.	Zur T_c -Verschiebung	47
VI.	ZUSAMMENFASSENDE SCHLUSSBEMERKUNGEN	50
	ANHANG A	52
	LITERATURVERZEICHNIS	53



Digitized by the Internet Archive
in 2026

I. EINLEITUNG

"Crossover" /1/ und effektiver Exponent /2/ sind zwei neue Begriffe in der Theorie der Phasenumwandlung /1-8/, die einen Weg zu einem besseren Verständnis der Phasenübergänge anisotroper Systeme bereiten. Crossover kennzeichnet die Tatsache, daß ein anisotropes System sein kritisches Verhalten in unmittelbarer Nähe des Phasenumwandlungspunktes ändert; d.h. das anisotrope System unterliegt einem Übergang (Crossover) von einer Universalitätsklasse /8/ zu einer anderen, wie z.B. der Übergang von einem Heisenberg-Magneten zu einem xy-Magneten /9/.

Mit der Fülle theoretischer Arbeiten /10/ in den vergangenen Jahren wuchs die Notwendigkeit, die vorhandenen Theorien mit experimentellen Daten zu belegen. Diese Notwendigkeit war der Anstoß zur vorliegenden Arbeit. Ziel der Untersuchungen war es, Crossover-Effekte im kritischen Verhalten eines spannungs-anisotropen magnetischen Systems (Nickel unter Zug) zu induzieren und einen quantitativen Vergleich mit der Theorie anzustellen.

Die vorliegende Arbeit unterscheidet sich gegenüber den bisher durchgeführten Experimenten an Substanzen mit natürlicher Anisotropie (z.B. MnF_2 , FeF_2 /11,12/) insofern, als hier erstmals die Möglichkeit einer durch uniaxiale Zugspannung induzierten Anisotropie in den kritischen Fluktuationen demonstriert werden sollte. Die Variation der Anisotropie an ein und demselben System ist für die Bestimmung des Crossover-Exponenten ϕ (s.Glg.(5)) von entscheidender Bedeutung /13,14,1/.

Neutronen können wegen ihres magnetischen Moments als eine Art Mikrosonde zur Bestimmung magnetischer Strukturen betrachtet werden. Messungen der magnetischen Kleinwinkelstreuung /15/ bieten die Möglichkeit, Aussagen über die Größe magnetischer Bereiche zu machen. Insbesondere ist diese Methode geeignet, die Lineardimensionen der kritischen Fluktuationen in der Umgebung des Curie-Punktes

auszumessen, die verantwortlich für die kritische magnetische Streuung /16/ sind. Infolge der induzierten Spannungsanisotropie im Kristall sollten die Fluktuationen der Magnetisierung bei Annäherung an T_c von einer bestimmten Temperatur (Crossover-Temperatur T_g) an anisotropes Verhalten zeigen /11,12/, d.h., die Korrelationslänge nimmt in der Richtung schwerer Magnetisierbarkeit (transversale Richtung) bei T_c einen endlichen Wert an, während sie in der leichten Richtung (longitudinale Richtung) divergiert.

Die Untersuchungen wurden mit unpolarisierten Neutronen an dem Kleinwinkel-Diffraktometer D 11 A /17/ am Höchstfluß-Reaktor (HFR) in Grenoble durchgeführt. Die zweidimensionale Anordnung von 4096 BF₃-Detektoren, sowie die hohe Temperaturstabilität der Streukammer /18/, stellten wesentliche Faktoren zur Durchführung des Experimentes dar, und eröffneten damit erstmalig die Möglichkeit, die kritische magnetische Streuung eines Ferromagneten in verschiedenen Richtungen gleichzeitig auszumessen.

II. THEORIE

II.1. Crossover in anisotropen Systemen

Grundlage der vorliegenden experimentellen Untersuchungen ist die phänomenologische Theorie von Riedel und Wegner /1,2/. In dieser wurde die Skalenhypothese /19/ dahingehend erweitert, daß eine neue universelle Variable, nämlich die Anisotropie - ähnlich wie die Temperatur oder ein äußeres Feld - zur Beschreibung kritischer Phänomene berücksichtigt wurde. Ob die Art der Anisotropie eine Rolle spielt, ist in der Literatur nicht geklärt.

Ausgangspunkt dieser Theorie ist ein Hamilton-Operator $\underline{H}$, der ein schwach anisotropes System beschreibt und im kartesischen Koordinatensystem (xyz) folgendermaßen geschrieben werden kann /20/:

$$\underline{H} = -2J \sum_{i \neq j} [a S_i^z S_j^z + b(S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y)] \quad (1)$$

wobei die Summation (i,j) über die nächsten Nachbarspins (S) geführt wird und J das Austauschintegral ist. Für $a=b=1$ erhält man einen Heisenberg-Magneten, bei $a=1$ und $b=0$ liegt der Fall eines Ising-Modells vor und bei $a < b=1$ spricht man von einem xy-ähnlichen Modell. Aus $\underline{H}$ läßt sich die Zustandssumme $Z = \sum \exp(-(\underline{H}/k_B T))$ bilden, aus der man die freie Energie $F = k_B T \cdot \ln Z = F_r + F_s$ des Systems herleiten kann. Hierbei bedeutet k_B die Boltzmann-Konstante, T die Temperatur und F_r den regulären Anteil der freien Energie. Für die Phasenumwandlung von Interesse ist der singuläre Anteil F_s , der durch die divergierenden Fluktuationen des Ordnungsparameters /6/ (z.B. Magnetisierung) hervorgerufen wird.

Durch die oben genannte Erweiterung der Skalenhypothese erhält man für den singulären Teil der freien Energie /10/

$$F_s(T, H, g) = |\tau|^{2-\alpha} \cdot f(H/|\tau|^\Delta, g/|\tau|^\phi) \quad (2)$$

Dabei charakterisiert f den funktionalen Zusammenhang zwischen der reduzierten Temperatur $\tau = (T - T_c(g))/T_c(0)$, einem

magnetischen Feld H und dem Anisotropieparameter g (s.Glg.(14) S.33), der Werte zwischen 0 und 1 annehmen kann /21/. α bzw. Δ sind der kritische Exponent der spezifischen Wärme bzw. der sogenannte Gap-Exponent und ϕ ist der Crossover-Exponent.

Infolge der Anisotropie eines Systems, welche im vorliegenden Experiment durch eine äußere Zugspannung induziert wird, unterliegt das System einem Crossover bei Annäherung an T_C von oben her (abgekürzte Schreibweise: T_C^+).

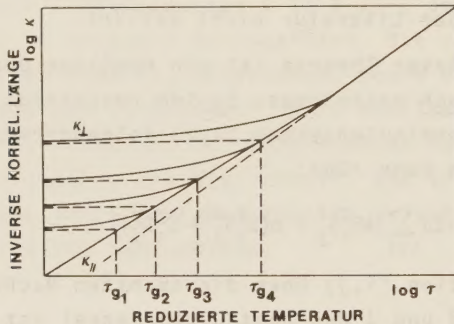


Abb. 1 Temperaturabhängigkeit der inversen longitudinalen ($\kappa_{||}$) und transversalen ($\kappa_{\perp}$) Korrelationslänge für verschiedene Werte des Anisotropieparameters g ($g_1 < g_2 < g_3 < g_4$). In dieser Abb. ist τ_g definiert durch Glg.(3).

Dieser Übergang vollzieht sich in der Crossover-Region /2/, in der die Crossover-Temperatur T_g bzw. die reduzierte Crossover-Temperatur τ_g definiert ist*. T_g bzw. τ_g kann folgendermaßen definiert werden /22/ (s.Abb.1):

$$\kappa_{\perp}(T_C(g)) = \kappa_{||}(T_g) . \quad (3)$$

Hier ist $\kappa_{||} = \xi_{||}^{-1}$ die inverse Korrelationslänge, die wie

$$\kappa_{||} = \kappa_0 \cdot \tau^{\nu} \quad (4)$$

* Die Definition von τ_g ist eine formale, willkürliche Angelegenheit; d.h. τ_g ist keine signifikante Temperatur wie z.B. T_C .

für $T \rightarrow T_c$ gegen Null geht, und κ_0 ist eine Konstante. Die Symbole ($\perp$) und ($\parallel$) kennzeichnen die schwere bzw. leichte Richtung, in der sich der Ordnungsparameter des Systems behindert bzw. bevorzugt einstellt, und ν ist der kritische Exponent der Korrelationslänge. Der Abstand von T_g zu T_c ist durch den Crossover-Exponenten ϕ und die Größe des Anisotropieparameters g bestimmt; d.h.

$$\tau_g = f(\phi, g) = A \cdot g^{1/\phi}, \quad (5)$$

wobei A eine nichtuniverselle Konstante ist. Der numerische Wert von ϕ ist abhängig von der Symmetrie der Wechselwirkung und der Dimension, nicht aber von den Details (z.B. Art der Atome oder Spins) des Systems.

II.2. Kritische magnetische Streuung

Ursache der kritischen magnetischen Neutronenstreuung sind die bei T_c anwachsenden Fluktuationen der Magnetisierung /23/, deren Streuanteil nach van Hove /16/ proportional der Fourier-transformierten Paarkorrelations-Funktion

$C(r, t) = \langle S(r, t) \cdot S(r', t') \rangle_T$ der Spins am Orte r zur Zeit t mit den Spins am Orte r' zur Zeit t' ist. Das Symbol $\langle \dots \rangle_T$ kennzeichnet thermisches Gleichgewicht des Systems. Die kritische magnetische Streuung tritt nahe T_c signifikant in Erscheinung und divergiert, wenn $T - T_c = 0$ ist. Die Intensität dieser Streuung ist proportional dem doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt und läßt sich in quasi-elastischer Näherung /24/ wie folgt schreiben /25,26/:

$$\left(\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} \right)_{\text{krit}} = \frac{2}{3} S(S+1) \cdot (r_0 r)^2 \cdot F^2(\vec{Q}) \left[\frac{\chi_0}{r_1^2 [\kappa_{\parallel}^2(T) + (\vec{Q} - \vec{Q}_0)^2]^{1-n/2}} \right] \quad (6)$$

wobei $\kappa_{\parallel}$ bzw. r_1 empirische Größen darstellen, die die Reichweite der Spinkorrelation bzw. der direkten Spinwechselwirkung beschreiben /26/. Die restlichen Größen sind:

S	Spin-Quantenzahl
r_0	Elektromagnetischer Radius des Elektrons
Γ	magnetisches Moment des Neutrons
$F(\vec{Q})$	Magnetischer Formfaktor
$\vec{Q}$	Impulsübertrag ($\hbar\vec{Q}$) $\hbar$: Plancksches Wirkungsquantum
$\vec{G}$	reziproker Gittervektor $\cdot (2\pi)$
η	kritischer Exponent (Fisher Parameter)
χ_0	paramagnetische Suszeptibilität eines Spins ohne Wechselwirkung mit seinen nächsten Nachbarn

Das Anwachsen der kritischen Streuung für $T \rightarrow T_c$ und $(\vec{Q} - \vec{G}) \equiv \vec{q} \rightarrow 0$ folgt aus (4) und (6), wobei $\vec{q}$ der Wellenvektor der kritischen Fluktuationen ist. Der letzte Ausdruck in (6)

$$\chi_q(T, \vec{q}) = \left[\frac{\chi_0}{r_1^2 [\kappa_q^2(T) + \vec{q}^2]^{1-\eta/2}} \right] \quad (7)$$

stellt die vom Wellenvektor $\vec{q}$ abhängige statische Suszeptibilität $\chi_q(T, \vec{q})$ dar /27/, die erstmals von Ornstein und Zernike /28a/ angegeben und später von van Hove /16/ und Fisher und Burford /29/ erweitert wurde. Sie divergiert für $T \rightarrow T_c$ mit dem kritischen Exponenten γ wie /30/

$$\chi_q(T, \vec{q} \rightarrow 0) \propto \tau^{-\gamma} \quad (8)$$

Es läßt sich zeigen, daß aus (4), (6) und (8) die Skalenrelation /3b/

$$\gamma = (2 - \eta)\nu \quad (9)$$

folgt, die in der vorliegenden Arbeit für den quantitativen Vergleich mit der Theorie (Kap.VI.) von Bedeutung sein wird.

Wie die Fluktuationen unterliegt die Suszeptibilität eines schwach anisotropen magnetischen Systems bei Annäherung an T_c ebenfalls einem Crossover. In der Arbeit von Pfeuty et.al. /14/ wird dieses spezielle Problem ausführlich behandelt.

Daß die vom Wellenvektor abhängige Suszeptibilität $\chi(\vec{q})$ in der transversalen bzw. longitudinalen Richtung unterschiedliche Werte haben muß, ist in der Literatur bekannt /31/. Weiterhin ist der differentielle Wirkungsquerschnitt der kritischen Streuung proportional zu $\chi(\vec{q})$. Damit ist für die kritische Streuung eines anisotropen Spinsystems eine anisotrope Winkelverteilung der magnetisch gestreuten Neutronen zu erwarten.

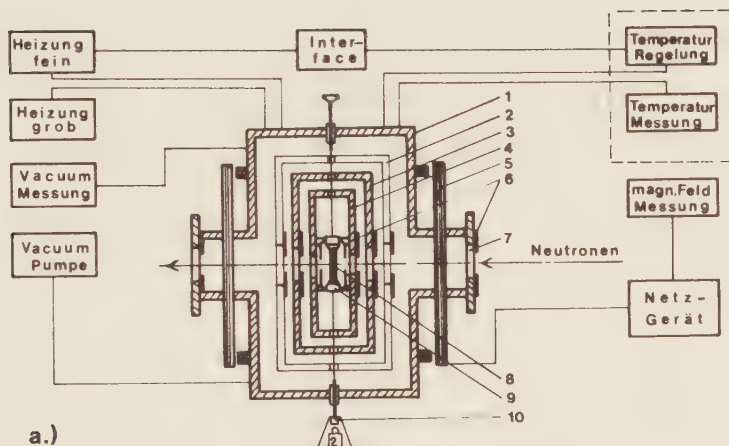
III. EXPERIMENTELLES

III.1. Streukammer

Da sich die am Curie-Punkt zu untersuchenden magnetischen Effekte erwartungsgemäß in einem sehr kleinen Temperaturintervall ereignen, mußte größte Sorgfalt auf die zeitliche, sowie die räumliche Konstanz der Probertemperatur gelegt werden /32/. Ebenfalls von großer Bedeutung bei Untersuchungen kritischer magnetischer Phänomene ist die Größe des die Probe umgebenden Magnetfeldes, welches unbedingt viel kleiner als das Erdfeld sein sollte /33/.

Unter Berücksichtigung der oben genannten Bedingungen wurde eine Neutronen-Streukammer neu entwickelt /18/ (s.Abb.2a), die es ermöglichte, neben der Variation der Temperatur uniaxialen Zug ($\sigma = 0 - 1 \text{ kp/mm}^2$) und ein Magnetfeld ($H = 0 - 100 \text{ G}$) in Richtung der langen Probenachse anzulegen.

Die Temperatur der Probe konnte während einer Zeit von einer Stunde auf $\pm 10^{-3} \text{ K/h}$ (s.Abb.2b) konstant gehalten werden. Ihr Gradient betrug $\approx 3 \times 10^{-3} \text{ K/mm}$ über die Probe (s.Abb.2c). Die Temperatur wurde mit zwei Platinfühlern, die jeweils im oberen und unteren Teil des Probenhalters untergebracht waren, gemessen.

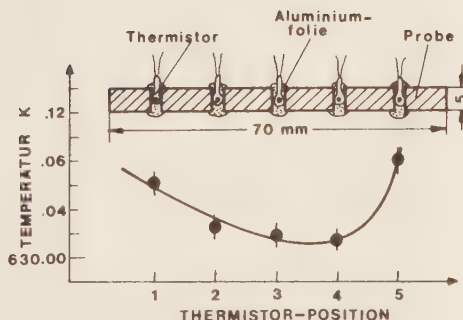


a.)

— programmiert
 - - - gemessen



b.)



c.)

Abb. 2 (a) Schematische Darstellung der Streukammer mit zugehöriger Elektronik. 1. Rezipient, 2. Hitze-Schild, 3. äußerer Heizkreis, 4. innerer Heizkreis, 5. Helmholtzpulen, 6. BN₃-Blenden, 7. Quartz-Fenster, 8. Probe, 9. Probenhalterung, 10. Zugmechanismus.

(b) Programmierter Temperaturverlauf an der Probe.

(c) Gemessenes Temperaturprofil entlang einer Ni-Testprobe. Im oberen Teil des Bildes sind die Positionen der geeichten Thermistoren in der Probe dargestellt.

III.2. Probe

Besondere Aufmerksamkeit wurde der Wahl der Probe gewidmet. Nickel in einkristalliner Form erschien für das vorliegende Experiment aus folgenden Gründen geeignet:

1. Nickel als klassischer Vertreter magnetischer Systeme ist in seinen physikalischen Eigenschaften weitgehend bekannt /34/.
2. Nickel-Einkristalle sind mit hoher Reinheit (5N) und kleiner Mosaikbreite herstellbar, was bezüglich der Kleinwinkelstreuung von Bedeutung ist /15/.
3. Bei Untersuchungen kritischer Phänomene, insbesondere um Crossover-Effekte zu messen, ist es wichtig, bei kleinem τ , $10^{-5} < \tau < 10^{-2}$, mit hoher Temperaturstabilität $\Delta T / \Delta t \approx 10^{-3}$ K/h zu messen. Bezüglich der Lage des Curie-Punktes von Nickel ($T_C \approx 630$ K), erscheint diese Forderung meßtechnisch gerade noch erfüllbar.
4. Die Dimensionierung der Probe für neutronenphysikalische Untersuchungen hat grundsätzlich zwei Gesichtspunkten zu genügen /35/: i. die Durchlässigkeit für Neutronen sollte ein vernünftiges Maß der Zählrate gewährleisten, ii. der Beitrag der Vielfachstreuung /36,37/ zur Gesamtstreuung muß $< 10\%$ sein.
5. Die Form der Probe muß so beschaffen sein, daß im zu untersuchenden Teil möglichst eine homogene Zugspannung gewährleistet ist.

Der verwendete Nickel-Einkristall von 70 mm Länge und 4.6 mm Durchmesser stellte einen Kompromiß zu den oben genannten Kriterien dar. Seine $\langle 111 \rangle$ -Richtung lag parallel zur Zylinderachse (s. Abb. 3) mit einer Fehlorientierung von 1° . Die Reinheit wurde mit 99.997 % Ni von der Lieferfirma (Metals Research) angegeben.

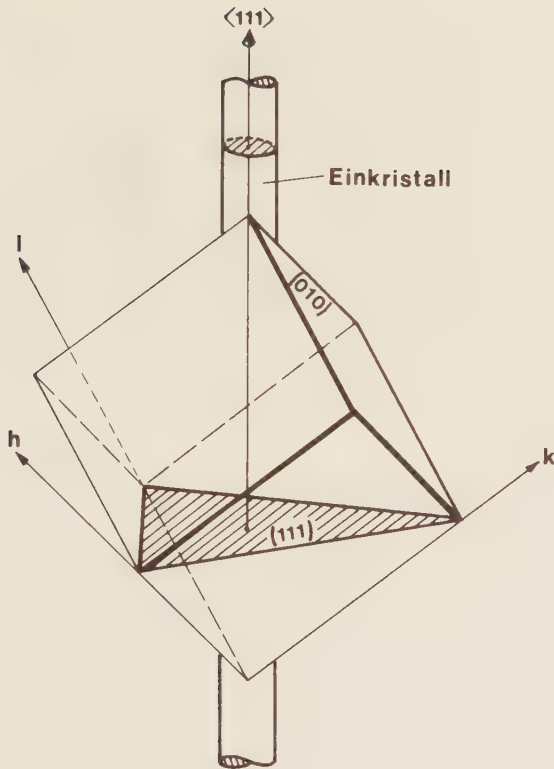


Abb. 3 Orientierung des Ni-Einkristalls

III.3. Vorbehandlung der Probe

Wegen der speziellen Metallzuchtmethode (Czochralski /38/), die gewöhnlich eine Variation im Durchmesser des Zylinders zur Folge hat, mußte der Einkristall einer besonderen Vorbehandlung unterzogen werden, um die Probe auf einen konstanten Durchmesser zu bringen. Die Behandlung basierte auf einer elektro-chemisch-mechanischen Methode, die schematisch in Abb.4 dargestellt ist. Der Kristall war drehbar in einer Halterung befestigt, die ihn leicht gegen eine drehende mit Stoff gespannte Scheibe drückte. Durch das ständige Eintauchen

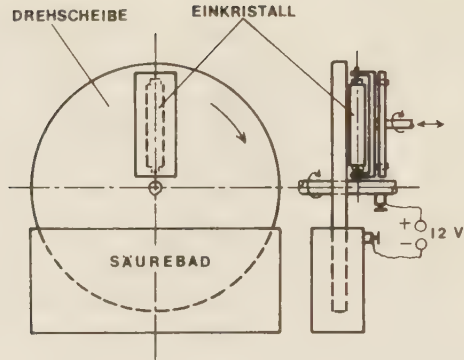


Abb. 4 Schematische Darstellung des Apparates zur Oberflächenbehandlung des Ni-Einkristalls.

der Scheibe in ein Säurebad ($\text{HNO}_3/\text{CH}_3\text{COOH}/\text{CH}_3\text{COCH}_3$) und die leichte Berührung mit der zu bearbeitenden Kristalloberfläche wurde auf elektro-chemisch-mechanischem Wege von den hervorstehenden Teilen des Kristalls Schicht für Schicht abgetragen, bis ein gleichmäßiger ($d = 4,6 \pm 0,1 \text{ mm}$) Zylinder entstand. Im Anschluß an diese Vorbehandlung wurde der Kristall 48 Stunden bei 1100 K in H_2 -Gas getempert.

Infolge der Vorbehandlung der Probe erschien es notwendig, den kristallographischen Zustand an der Oberfläche und im Innern der Probe näher zu studieren. Zunächst wurden Laueaufnahmen an verschiedenen Stellen der Oberfläche gemacht, die keine besonderen Unregelmäßigkeiten erkennen ließen. Anschließend wurden auf dem γ -Spektrometer /39/ des ILL Grenoble sogenannte "Rocking Kurven" am (111)-Reflex der Probe durchgeführt. Diese Messungen (s. Abb. 5) zeigten, daß der Kristall eine befriedigende Mosaikbreite ($1,3' \text{ fwhm}$) in dem durchstrahlten Volumen ($\sim 30 \text{ mm}^3$) besaß.

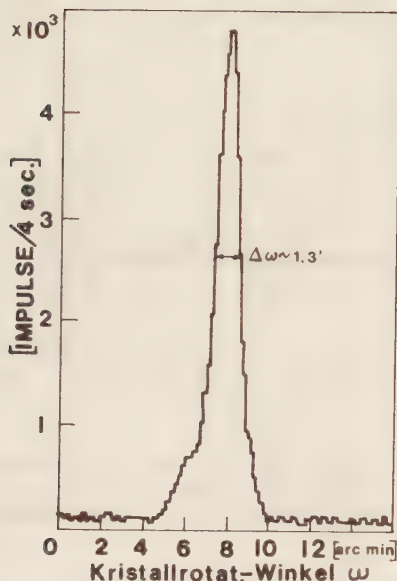


Abb. 5 γ -Rocking-Kurve am (111)-Reflex des Ni-Einkristalls

III.4. Kleinwinkel-Diffraktometer

Die wichtigsten Spezifikationen des im vorliegenden Experiment verwendeten Diffraktometers (D 11 A; HFR Grenoble /17/) sind:

Wellenlängen-Bereich	:	$0.2 < \lambda < 2.0 \text{ nm}$
Wellenlängen-Auflösung	:	$\Delta\lambda/\lambda = 9 \% \text{ fwhm}$
Impulsübertrag ($\hbar \vec{Q}$)	:	$10^{-3} < \vec{Q} < 10 \text{ nm}^{-1}$
Q-Auflösung	:	$ \Delta \vec{Q} / \vec{Q} = 6 \% \text{ für } \vec{Q} = 10^{-2} \text{ nm}^{-1}$

Das Diffraktometer ist im Prinzip in Abb.6 dargestellt. Seine Gesamtlänge beträgt 80 m, die aus zwei Abschnitten, der Kollimatorstrecke (40 m) und der Detektorstrecke (40 m) besteht. Vor dem Eingang zur Kollimatorstrecke befindet sich der

mechanische Geschwindigkeitsselektor, der einen mittleren Wellenlängenbereich des "weißen" Neutronenstrahls ausblendet.

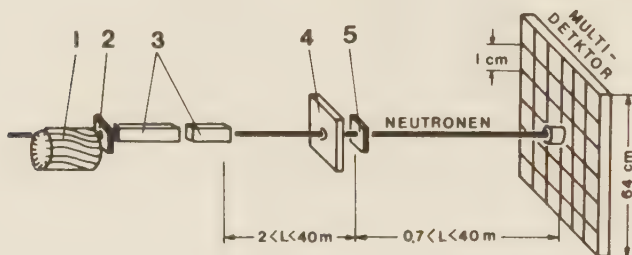


Abb. 6 Schematische Darstellung der Kleinwinkel-Streuapparatur D 11 A am ILL Grenoble. 1. Geschwindigkeitsselektor, 2. Eingangsblende, 3. Neutronenleiter und Kollimationsstrecke, 4. Probenblende, 5. Probe. (Abb. 4 aus Ref. /17/)

Da der zu erwartende Meßeffect $\Delta I(\vec{q}_{||})/I(\vec{q}_{||})^*$ nach vorherigen Abschätzungen /40/ von der Größenordnung 3 % sein mußte, wurde eine 20 m Kollimation gewählt. Dies bedeutete zwar einen Verlust an Intensität, dafür aber einen Gewinn in der Auflösung /17/. Der Intensitätsverlust konnte jedoch, dank der Temperaturstabilität der Streukammer /18/, durch die Meßzeit kompensiert werden.

Der Durchmesser der Eingangsblende vor dem Kollimator betrug 20 mm. Die Blende unmittelbar vor (12 mm) der Probe hatte einen Durchmesser von 3 mm. Direkt vor dem Multidetektor, der auf die 40-m-Position des Diffraktometers gesetzt wurde, befand sich ein sogenannter "Beam-stop" aus 2 mm dickem Cadmium-Blech, dessen Größe (7 x 7 cm) der Kollimation des Primärstrahles angepaßt wurde.

* $I(q_{||})$ ist die Intensität kritisch gestreuter Neutronen in Richtung des longitudinalen Wellenvektors $\vec{q}_{||}$. Δ symbolisiert den Unterschied zwischen der Intensität $I(\vec{q}_{||})$ für $\sigma = 0$ und $\sigma = 140 \text{ p/mm}^2$.

IV. MESSUNGEN , DATENANALYSE , RESULTATE

IV.1. Meßverfahren

Einer der entscheidenden Punkte dieses Experimentes war die genaue Bestimmung der kritischen Temperatur T_C des verwendeten Nickel-Einkristalls. Deshalb wurde $T_C(\sigma = 0)$ zu 630.17 K mit einer relativen Genauigkeit von ± 0.01 K vor dem Experiment mit zwei voneinander unabhängigen Methoden

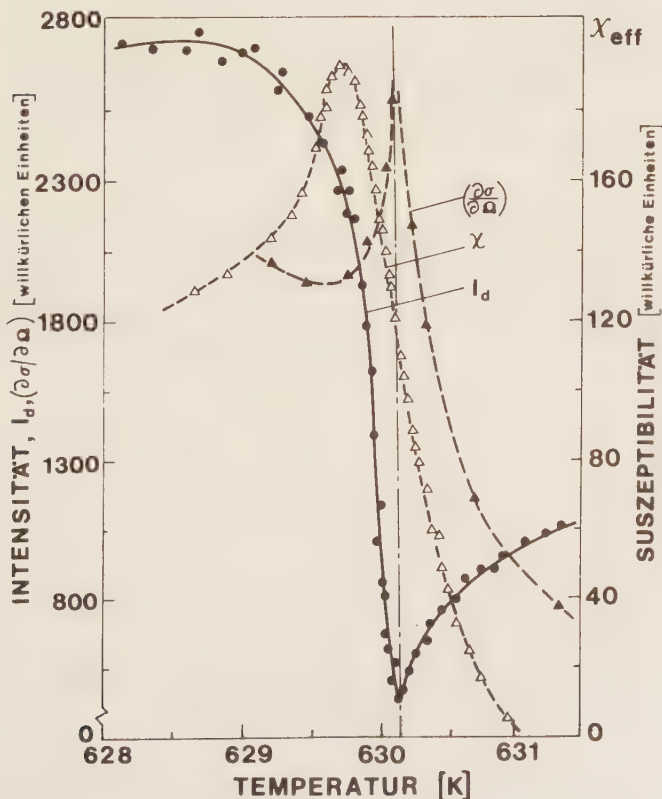


Abb. 7 In der Figur sind die Intensität der kritischen Streuung $(\partial\sigma/\partial\Omega)$ Δ , für $|\vec{q}| = 6 \times 10^{-2} \text{ nm}^{-1}$, die Intensität depolarisierter Neutronen I_d ($\bullet$), und der Realteil der komplexen Suszeptibilität χ (Δ) als Funktion der Temperatur des verwendeten Ni-Einkristalls für $\sigma=0$ aufgetragen.

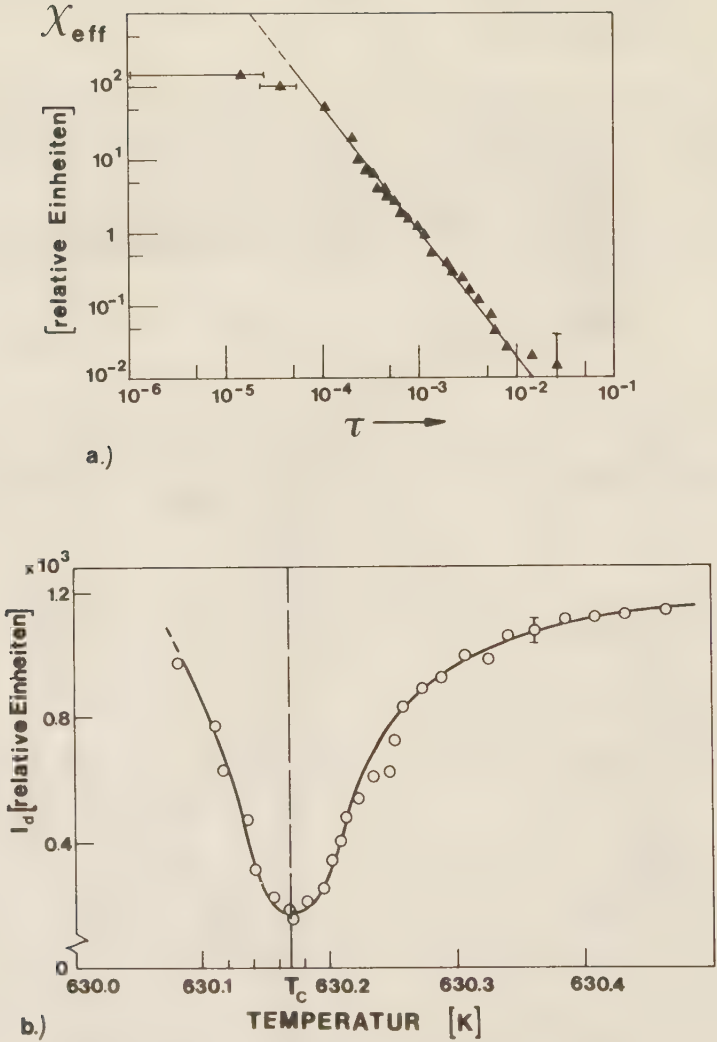


Abb. 8 In a.) ist χ_{eff} die effektive Suszeptibilität des Systems in Abhängigkeit von τ in doppelt logarithmischem Maßstab aufgetragen. In b.) ist die Senke in I_d aus Abb. 7 vergrößert herausgezeichnet. Für a.) und b.) gilt $\sigma = 0$.

(Messung der Suszeptibilität /41/ und der Neutronen-Depolarisation), auf die hier nicht näher eingegangen wird, simultan gemessen (s. Abb. 7). Die Depolarisationsmethode zur Bestimmung von T_C für $|\vec{q}| = 0$ wurde im Rahmen dieser Arbeit neu entwickelt /42/. Die Abbildungen 8a. und 8b. sollen zur Verdeutlichung der Meßergebnisse dienen. In Abb. 8a. ist die Suszeptibilität χ_{eff} in Abhängigkeit von τ im doppelt logarithmischen Maßstab aufgetragen. Daraus konnte gemäß Glg. (8) sowohl der kritische Exponent $\gamma = 1.32 \pm 0.05$ als auch $T_C = (630.2 \pm 0.1) \text{ K}$ bestimmt werden. In Abb. 8b. ist das Minimum der Intensität (I_D) der depolarisierten Neutronen vergrößert herausgezeichnet. Mit dieser Methode /43, 33b, 42/ wurde $T_C(\sigma = 0, \vec{q} = 0)$ zu $630.17 \pm 0.01 \text{ K}$ bestimmt. Dieses Ergebnis stimmt innerhalb der Fehlergrenzen ausgezeichnet mit dem in der kritischen Streuung gefundenen $T_C(\sigma = 0, |\vec{q}| = 6.0 \times 10^{-2} \text{ nm}^{-1}) = (630.19 \pm 0.05) \text{ K}$ überein (vergl. Abb. 7).

Vor Beginn der Messungen der kritischen Streuung wurde das die Probe umgebende Magnetfeld mit Hilfe von drei Helmholtzspulen-Paaren bis auf eine Restfeldstärke von $H < 40 \text{ mOe}$ in 3 Komponenten (x, y, z) kompensiert. Dazu wurde eine Meßsonde (Förster, Typ. 1.107) verwendet, die es gestattete, Magnetfelder im $10 - \mu\text{Oe}$ -Bereich zu messen.

Die Temperaturschritte zur Messung der kritischen Streuung wurden so gewählt, daß in jeder Dekade

für $\tau = (T - T_C)/T_C$ etwa 7 Meßpunkte vorhanden waren, angefangen bei $\tau = 2 \cdot 10^{-2}$. Die Meßzeit pro Temperaturpunkt richtete sich nach einer vorgegebenen Zählrate im Monitor. Es wurde für zwei unterschiedliche Zugspannungen ($\sigma = 0$ und $\sigma = 140 \text{ p/mm}^2$) am Kristall gemessen. Zunächst wurde die Gesamtintensität $I(T)_{\text{ges}}$ in Abhängigkeit von der Temperatur für den unbelasteten Kristall ($\sigma = 0$) gemessen (s. Abb. 9). Anschließend wurde $I(T)_{\text{ges}}$ für den belasteten Kristall ($\sigma = 140 \text{ p/mm}^2$) gemessen. $I(T)_{\text{ges}}$ für $\sigma \neq 0$ ist in Abb. 9 nicht eingezeichnet, da die wesentlichen Unterschiede zwischen $\sigma = 0$ und $\sigma \neq 0$ den Rohdaten nicht zu entnehmen sind.

Ein Meßzyklus für $I(T)_{\text{ges}}$ nahm etwa 24 Stunden in Anspruch,

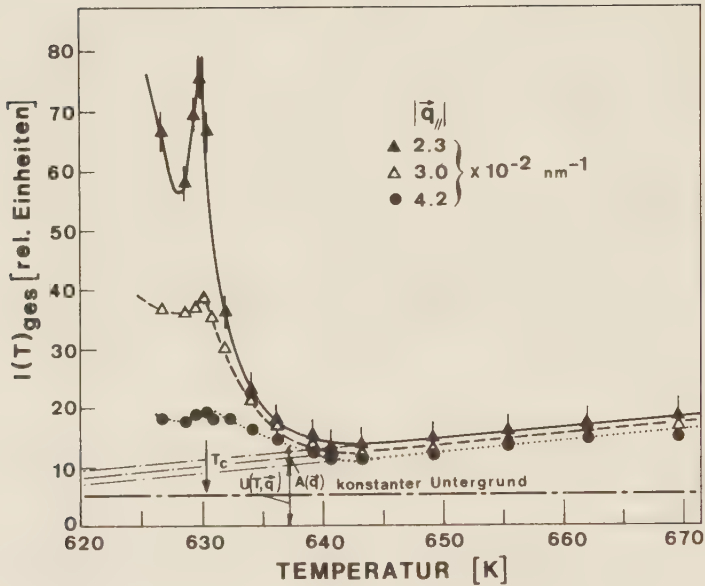


Abb. 9 Temperaturabhängigkeit der unkorrigierten gestreuten Intensität am unbelasteten Ni-Einkristall $\langle 111 \rangle$ mit dem Wellenvektor $\vec{q}_{||}$ als Parameter. Diese Kurve wurde bei einer früheren Messung /45/ am selben Kristall aufgenommen. Die ausgezogene Linie ist eine Orientierungshilfe zu den gemessenen Punkten. Bezüglich $U(T, \vec{q})$ und $A(\vec{q})$ siehe Kap. IV.3.

wobei ca. 1 Streubild/Std. aufgenommen wurde. Um die Doppel-Bragg-Streuung /44/ zu vermeiden, die bei Wellenlängen unterhalb der Braggkante ($\lambda_{\text{min}}^{\text{Ni}} = 0.47 \text{ nm}$) störenden Einfluß auf die Streusymmetrie haben kann, wurde für die Messungen die Neutronenwellenlänge von 0.67 nm gewählt.

Damit war durch Wellenlänge, Detektorposition (40 m) und verwendetem Beamstop ($7 \times 7 \text{ cm}$) der experimentell kleinste mögliche Wellenvektor $|\vec{q}_{\text{min}}^{\text{exp}}| = 2\pi/\lambda \sin \theta = 9.3 \times 10^{-3} \text{ nm}^{-1}$ festgelegt (θ ist der Streuwinkel).

Wie Messungen von Maier und Stump /46/ vermuten lassen, beeinflusst der kristallographische Zustand der Probe das kritische Verhalten der Spinfluktuationen. Um die Erzeugung von Versetzungen beim Anlegen einer Zugspannung /47/ in Grenzen ($<10^7 \text{ cm}^{-2}$) zu halten, sollte die kritische Schubspannung σ_c /48/ des Kristalls nicht überschritten werden. Um σ_c für $T \approx T_c$ zu bestimmen, wurde mit Hilfe von Dehnungsmeßstreifen eine Spannungs-Dehnungs-Kurve eines anderen $\langle 111 \rangle$ orientierten Nickel-Einkristalls als des im Experiment verwendeten aufgenommen (s. Abb. 10) und σ_c zu $140 \pm 20 \text{ p/mm}^2$ bestimmt. Dieser Wert liegt etwa 18 % unter dem in Ref. /49/ angege-

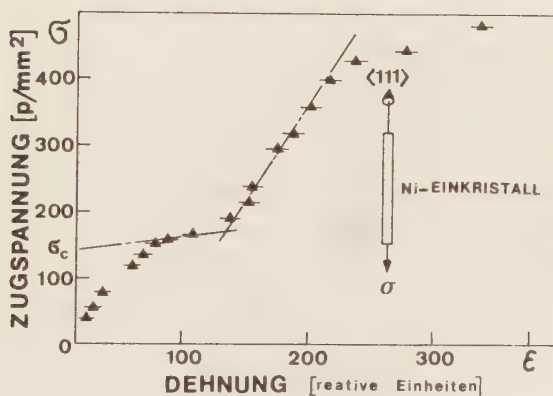


Abb. 10 Spannungs-Dehnungs-Kurve eines $\langle 111 \rangle$ orientierten Ni-Einkristalls bei $T = 636 \text{ K}$.

benen. Der Grund für diese Differenz mag in der unterschiedlichen Qualität und unterschiedlichen Orientierung der verwendeten Kristalle zu suchen sein.

IV.2. Datenaufbereitung

Die auf dem zweidimensionalen Multidetektor des D 11 A gesammelten Daten wurden mit Hilfe von speziellen Programmen /50/ numerisch analysiert. Allen Programmen gemeinsam ist die Einteilung der Detektormatrix (64 x 64 Detektorzellen) in 24 bzw. 12 Sektoren, wobei die Sektoren nochmals frei wählbar radial unterteilt werden können (s. Abb. 11). Jeder Sektorabschnitt entspricht einem mittleren $\vec{q}$ -Wert, so daß die gemessene Intensitätsverteilung in Abhängigkeit vom Azimutwinkel (α) und von $\vec{q}$ zur weiteren Datenanalyse zur Verfügung steht.

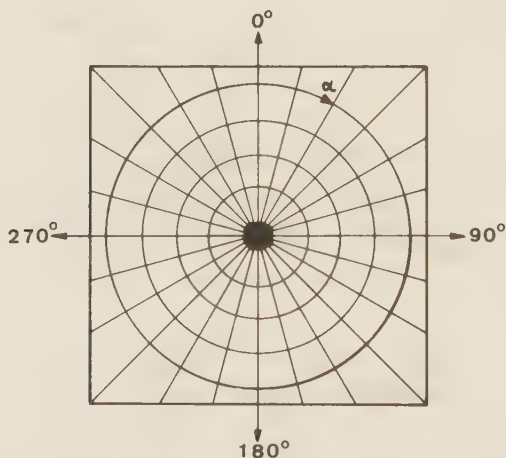


Abb. 11 Aufteilung der Detektormatrix (64 x 64 Detektoren) durch das Programm in 24 Sektoren. In der Mitte befindet sich der Beamstop.

IV.3. Intensität kritisch gestreuter Neutronen

Im nun Folgenden wird auf die Ermittlung der Intensität der kritisch gestreuten Neutronen $I(T, \vec{q}, \sigma)_{\text{krit}}$ eingegangen /51-54/. Dazu war es notwendig eine sorgfältige Trennung der einzelnen Streuanteile, unter Berücksichtigung der bei der Neutronen-Kleinwinkelstreuung auftretenden Besonderheiten (s. unten), vorzunehmen.

Abweichend von früheren Messungen /55,35/ wurde für den Untergrund $U(T, \vec{q})$ neben der inkohärenten Kernstreuung (I_{ink}), der paramagnetischen Streuung (I_{para}) sowie allen anderen Streuprozessen (I_u) (z.B. an Blenden, parasitäre Streuung in der Streukammer und elektronischer Untergrund), die nicht-magnetischer Herkunft sind, ein zusätzlicher temperaturabhängiger Term $I(T, \vec{q})_{\text{therm}}$ berücksichtigt. Dieser resultiert aus der thermischen Bewegung (Debye-Waller-Faktor) des Kristallgitters für $\vec{q} \neq 0$ /56/. Der temperaturabhängige Term ist verantwortlich für den leichten Anstieg der gemessenen Gesamtintensität $I(T, \vec{q}, \sigma)_{\text{ges}}$ für $T > T_c$, sowohl für den unbelasteten als auch für den belasteten Kristall. In beiden Fällen wurde kein nennenswerter Unterschied innerhalb der Fehlergrenzen in $I(T, \vec{q}, \sigma)_{\text{therm}}$ für Temperaturen zwischen $(T_c + 4)$ K und $(T_c + 40)$ K beobachtet. Darüberhinaus war sowohl für $\sigma = 0$ als auch für $\sigma \neq 0$ bei einer Temperatur von $T = T_c + 7.3$ K entsprechend $\tau = 1.1 \times 10^{-2}$ eine geringe anisotrope Winkelverteilung zu beobachten (s. Abb.12) und mußte bei der Untergrundkorrektur mit berücksichtigt werden (s. unten). Die Ursache dieses anisotropen Streubildes ist unbekannt und ist vermutlich nichtmagnetischer Herkunft.

Damit läßt sich die korrigierte kritische Streuung $I(T, \vec{q}, \sigma)_{\text{krit}}$ aus den Rohdaten folgendermaßen ermitteln:

$$I(T, \vec{q}, \sigma)_{\text{krit}} = I(T, \vec{q}, \sigma)_{\text{ges}} - U(T, \vec{q}) \quad (10a)$$

$$U(T, \vec{q}) = I_{\text{ink}} + I_{\text{para}} + I_u + I(T, \vec{q})_{\text{therm}} \quad (10b)$$

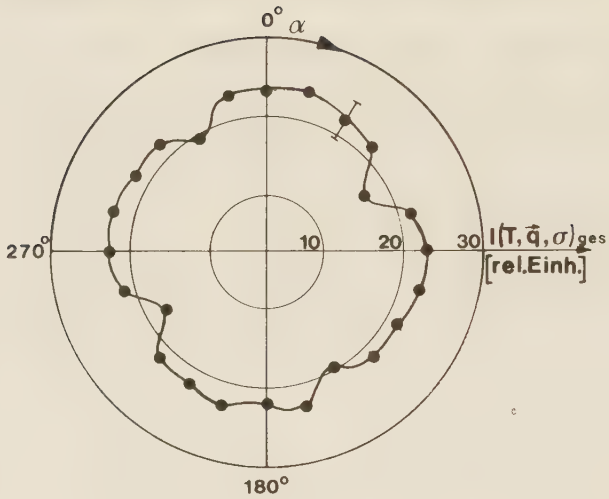


Abb. 12 Polardiagramm der unkorrigierten gemessenen Intensität des Ni-Einkristalls für $|\vec{q}| = 1.6 \times 10^2 \text{ nm}^{-1}$ bei $\tau = 1.1 \times 10^{-2}$ und $\sigma = 0$.

Ein weiterer Schritt zur Korrektur der gesammelten Daten war die allgemein übliche Faltung /57/ des Streugesetzes (Glg.(6)) mit der Auflösungsfunktion $R(\vec{q})$ (siehe z.B. Abb.3.3 aus Ref. /50/) des Instrumentes. Das ergibt die Funktion

$$I(T, \vec{q}, \sigma) = \int R(\vec{q}) \cdot (\partial \sigma / \partial \Omega)_{\text{krit}} d\vec{q} \quad (11)$$

die an die korrigierten Daten $I(T, \vec{q}, \sigma)_{\text{krit}}$ mit einem "Least-squares-fit" angepaßt wurde. Die "Güte" des Fits für zwei Temperaturen ist in Abb.13 gezeigt. Für den Fit bei einer bestimmten Temperatur ($T_0 = T_c + 7.3 \text{ K}$) außerhalb des kritischen Bereiches ($\tau \leq 10^{-2}$ /4/) wurde durch Vergleich mit Streubildern höherer Temperaturen ($T > T_0$) festgestellt, daß

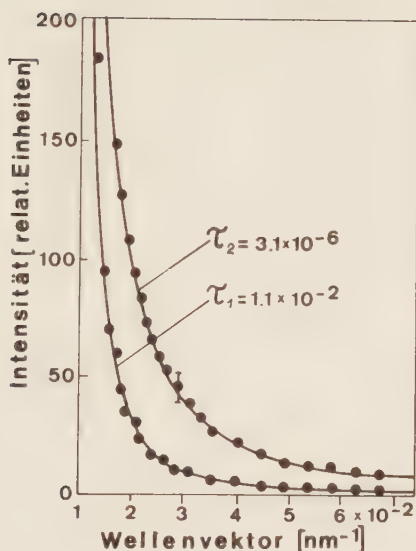


Abb. 13 Fit der theoretischen Kurve $I(T = \text{konst}, \vec{q}, \sigma = 0)$ an die gemessenen Daten $I(T, \vec{q}, \sigma)_{\text{krit}}$ bei zwei verschiedenen Temperaturen als Funktion von $|\vec{q}_\theta|$.

hier der Anteil der kritischen Streuung kleiner als 0.5 % war. Die Differenz zwischen diesem Fit, und einem mit Hilfe von Abb.9 geschätzten Betrag $A(\vec{q})$ und den Fits für $T < T_0$ wurde als kritische Streuung $I(T = \text{konst}, \vec{q}, \sigma)$ bezeichnet. In Abb.14a ist die Temperaturabhängigkeit der kritischen Streuung $I(T, \vec{q}, \sigma)_{\text{krit}}$ des belasteten Kristalls für verschiedene typische $\vec{q}$ -Werte dargestellt. Vergleichsweise ist in Abb.14b die kritische Streuung des unbelasteten Kristalls für die gleichen $\vec{q}$ -Werte aufgetragen.

Mit den so ermittelten $I(\vec{q})$ -Werten ($9.3 \times 10^{-3} < |\vec{q}| < 7.0 \times 10^{-2} \text{ nm}^{-1}$) läßt sich die inverse Korrelationslänge (κ) mit Hilfe des "Ornstein-Zernike-Plots" (s.Abb.15) bestimmen. In Abb.15

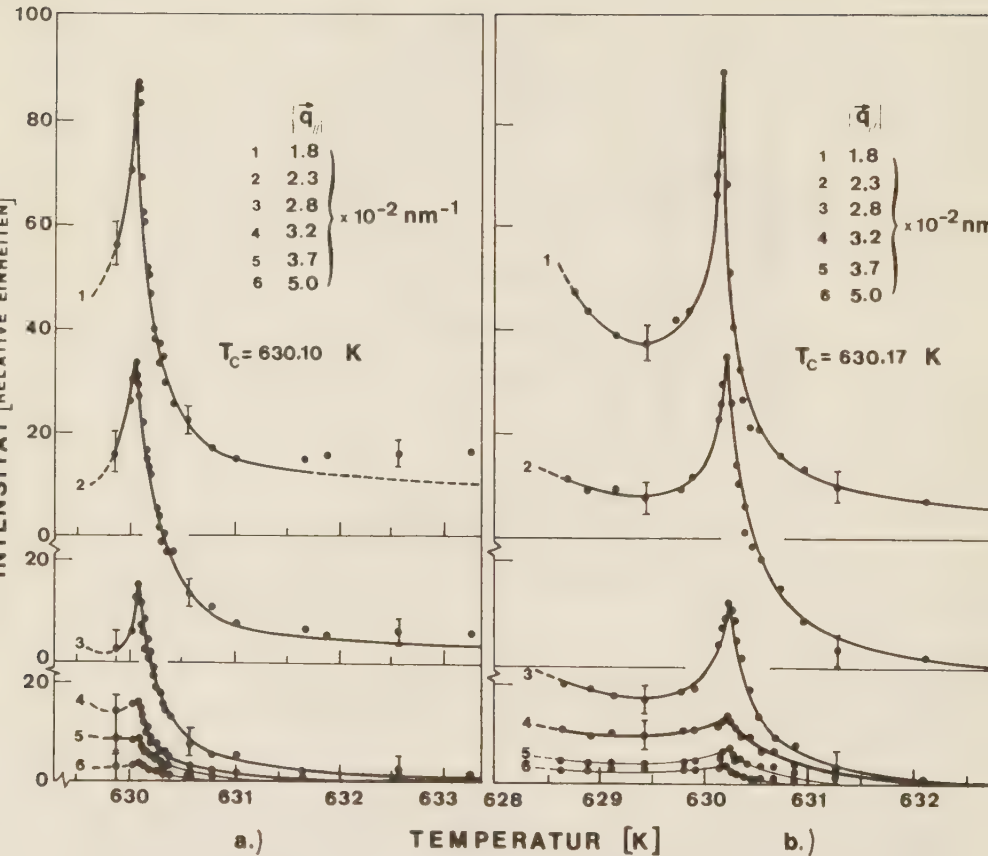


Abb. 14 Temperaturabhängigkeit der kritischen Streuung $I(T, \vec{q}, \sigma)_{\text{krit}}$ (•) für verschiedene Wellenvektoren $\vec{q}$,
a.) des belasteten ($\sigma = 140 \text{ p/mm}^2$) und
b.) des unbelasteten ($\sigma = 0$) Ni-Einkristalls
Die ausgezogenen Linien sind optische Orientierungshilfen.

sind die inversen Intensitäten $I(T, \vec{q}, \sigma)_{\text{krit}}^{-1}$ über $\vec{q}^2 / 58$ mit τ als Parameter im linearen Maßstab aufgetragen. Durch Extrapolation auf $\vec{q}^2 = 0$ erhält man κ^2 (s. Glg.(6)) und damit κ .

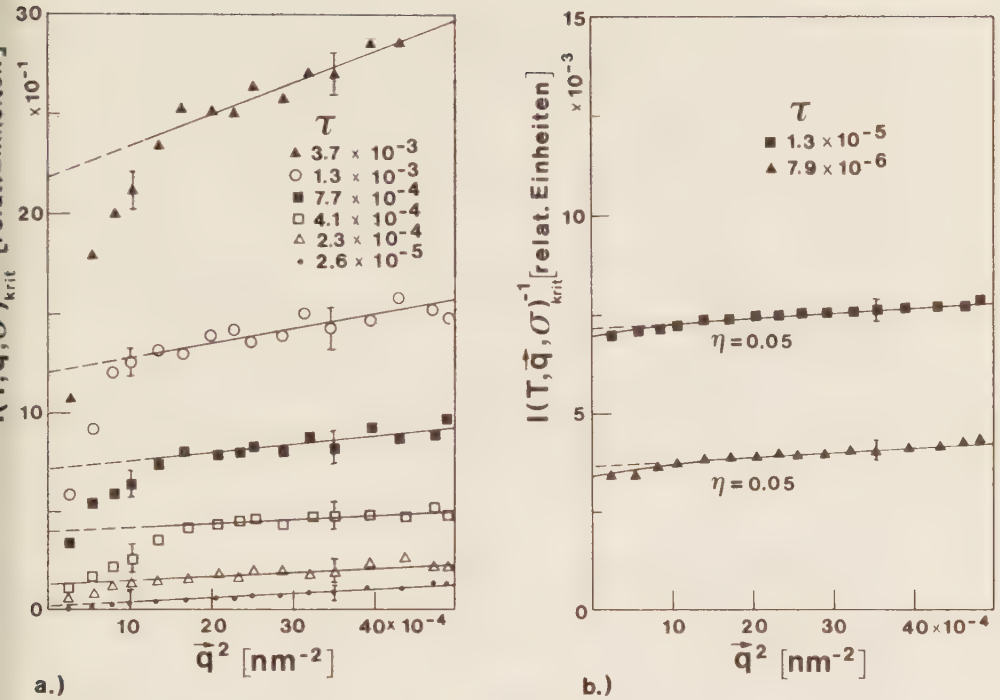


Abb. 15 Ornstein-Zernike-Plot zur Ermittlung der inversen Korrelationslänge (κ_q) bei verschiedenen reduzierten Temperaturen des belasteten Nickel Einkristalls ($\sigma = 140 \text{ p/mm}^2$). Die ausgezogenen Linien sind Fits an die korrigierten Daten $I(T, \vec{q}, \sigma)^{-1}_{\text{krit}}$

a.) im linearen Bereich für $\vec{q}^2 > 13 \times 10^{-4} \text{ nm}^{-2}$ und mit $\eta = 0^*$.

b.) für $\vec{q}^2 > 2.6 \times 10^{-4} \text{ nm}^{-2}$ mit $\eta \neq 0$.

Dieses Auswerteverfahren wurde zur Bestimmung beider Komponenten ($\kappa_{\parallel}$, $\kappa_{\perp}$) der Korrelationslänge verwendet.

Für die im folgenden Kapitel beschriebene Datenanalyse

* Die Frage nach der starken Abweichung von der Geraden für $\vec{q}^2 < 13 \times 10^{-4} \text{ nm}^{-2}$ kann nicht eindeutig beantwortet werden. Möglicherweise ist diese Erscheinung auf die in Kap. V.3. erwähnten Effekte zurückzuführen. Dagegen lassen sich die unterschiedlichen Steigungen der Geraden auf Grund der schwachen Temperaturabhängigkeit von r_1^2 (s. Glg.(6)) erklären /16,24/.

wurden ausschließlich die korrigierten Meßdaten herangezogen. In jüngster Zeit /36,37/ wurde der Einfluß der Vielfachstreuung eingehend diskutiert. Abschätzungen dieses Effektes für die verwendete Probe ergaben einen zu vernachlässigenden Anteil, der kleiner als 3 % ist (s. dazu Ref. /35,37/).

Auf die Bedeutung inelastischer Streuprozesse durch Spindiffusionen in der kritischen Streuung wurde mehrfach in der Literatur /59-61/ hingewiesen. Diese spielen bei Messungen mit großen Impulsüberträgen ($\hbar\vec{Q}$) eine nicht zu vernachlässigende Rolle. Inwieweit die Inelastizität in der kritischen Kleinwinkelstreuung ($|\vec{G}| = 0$ und $|\vec{Q}| \approx |\vec{q}| \ll 1$) berücksichtigt werden muß, konnte im vorliegenden Experiment nicht entschieden werden, da die Messungen ohne Energieauflösung durchgeführt wurden.

IV.4. Datenanalyse und Resultate

Longitudinale und transversale Fluktuationen

In der Einleitung wurde bereits auf die Bedeutung eines Experimentes mit variabler Anisotropie hingewiesen. In diesem Kapitel wird zunächst von den wesentlichsten Ergebnissen eines solchen Experimentes berichtet.

Zur Klärung der Frage, welches die leichte bzw. die schwere Richtung im Kristall, hervorgerufen durch die angelegte Zugspannung, ist, wurden für einige Streubilder die Intensitäten für verschiedene $\vec{q}$ -Werte in einem Polardiagramm aufgetragen. In Abb.16 sind zwei ausgewählte typische Kurven gezeigt ($\sigma = 0$, $\sigma = 140 \text{ p/mm}^2$), die deutlich eine anisotrope Winkelverteilung erkennen lassen. Unter der Voraussetzung, daß die Magnetostruktionskonstante λ_s von Nickel oberhalb T_C ebenfalls negativ bleibt, würden sich die Spins in den Fluktuationen infolgedessen senkrecht zur Zugspannung einstellen, so daß eine Vorzugsrichtung ($\perp$ zu $\vec{\sigma}$) für die Lage des Ordnungsparameters induziert wird. Da die Intensität senkrecht zu $|\vec{\sigma}| = 140 \text{ p/mm}^2$ verglichen zum unbelasteten Kristall

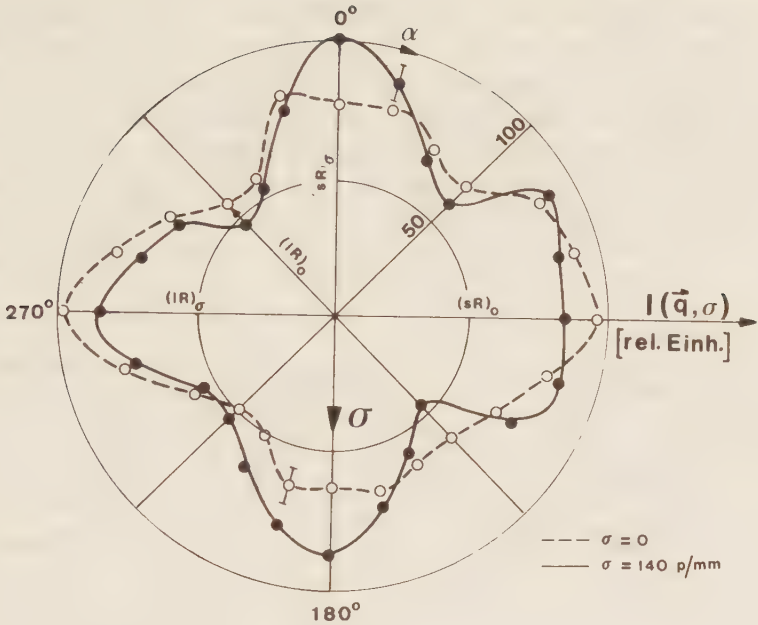


Abb. 16 Polardiagramm der gemessenen Intensitäten des Nickel-Einkristalls für $|\vec{q}| = 10^{-2} \text{ nm}^{-1}$ in der Ebene des Multidetektors, bei $\tau = 9.0 \times 10^{-5}$ für $\sigma = 0$ und $\tau = 8.0 \times 10^{-5}$ für $\sigma \neq 0$. Die Symbole $(lR)_0$ und $(sR)_0$ heißen leichte ($\parallel$) bzw. schwere ($\perp$) Richtung mit $\sigma = 0$. Analog dazu die Symbole für $\sigma = 140 \text{ p/mm}^2$. Vergleichbare Messungen /45,79/ mit und ohne Zugspannung wurden mehrfach wiederholt. Innerhalb der Fehlergrenzen waren die Ergebnisse reproduzierbar.

$|\vec{\sigma}| = 0$ abgenommen hat, und das Streubild die Fouriertransformierte der räumlichen Fluktuationen ist, kann als leichte Richtung $(lR)_\sigma$ diejenige betrachtet werden, die senkrecht zur Zugspannung liegt.

Um zu veranschaulichen, inwieweit sich das Streubild in Abhängigkeit von der Temperatur T bzw. τ und vom Wellenvektor $\vec{q}$ ändert, werden einige ausgewählte Streubilder in Abb.17 gezeigt.

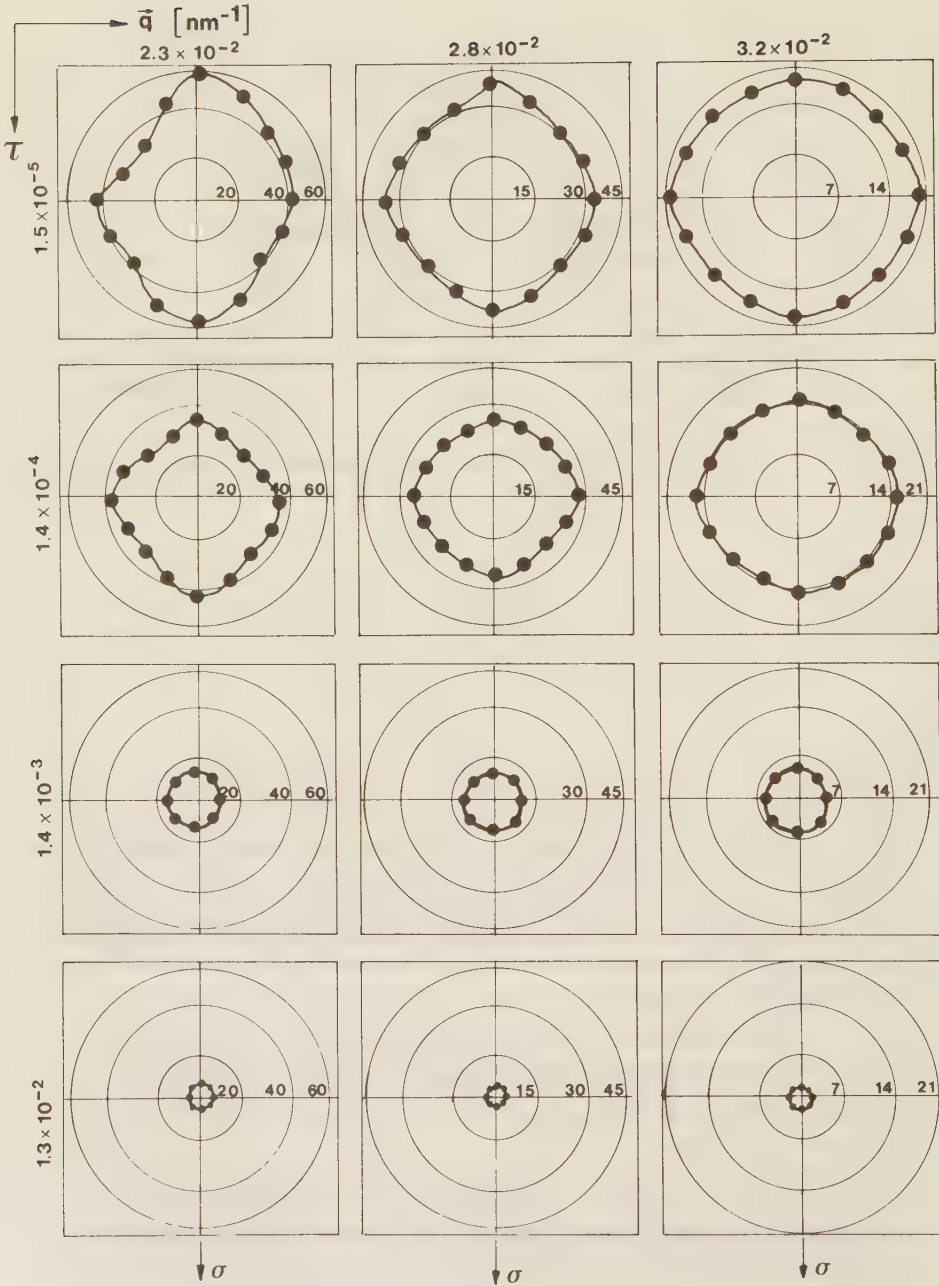


Abb.17 Polardiagramm der gemessenen Intensitäten $I(T, \vec{q}, \sigma)$ des Ni-Einkristalls in Abhängigkeit von $\vec{q}$ und τ für $\sigma = 140 \text{ p/mm}^2$.

Das wichtigste Ergebnis der vorliegenden Untersuchungen ist in Abb.18 gezeigt. Hier sind die inversen Korrelationslängen als Funktion der reduzierten Temperatur τ für den verwendeten Ni-Einkristall unter Zugbelastung ($\sigma = 140 \text{ p/mm}^2$) aufgetragen. Darin ist deutlich zu erkennen, daß von einem gewissen Temperaturbereich an die transversale Komponente der Fluktuationen das singuläre Verhalten gegenüber der longitudinalen Komponente bei Annäherung an T_C^+ ändert. Das bedeutet, daß die transversale Komponente schwächer zu divergieren scheint.

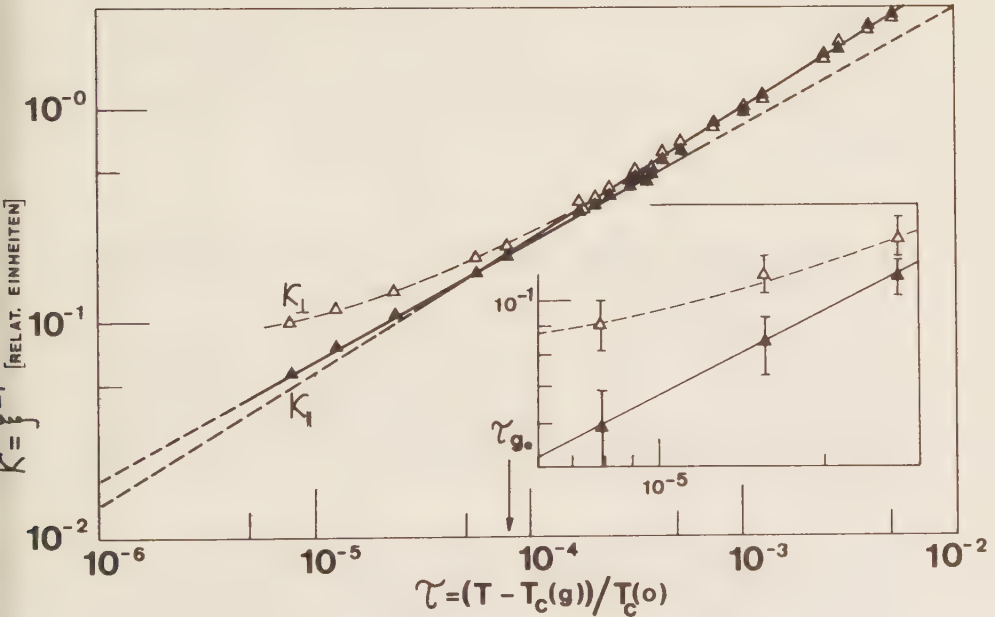


Abb. 18 Temperaturabhängigkeit der gemessenen inversen longitudinalen ($\kappa_{\parallel}$) und transversalen ($\kappa_{\perp}$) Korrelationslänge des Ni-Einkristalls für $\sigma = 140 \text{ p/mm}^2$. τ_{g_0} ist die reduzierte Crossover-Temperatur, entsprechend einer effektiven Gesamtanisotropie g_0 (s. Glg.(16)). Die unterbrochenen Linien sind optische Orientierungshilfen, während die ausgezogenen Fits darstellen.

Die Crossover-Temperatur kann durch die Glg.(3) definiert werden. Danach liegt τ_g dort, wo der asymptotische Wert der transversalen Komponente ($\kappa_{\perp}$) die Gerade der longitudinalen Komponente ($\kappa_{\parallel}$) schneidet (s. Abb.1). Aus experimentellen Gründen ist es jedoch nicht möglich, genau bei T_c zu messen, um so den asymptotischen Wert von $\kappa(T_c)$ zu ermitteln. Deshalb ist diese Methode zur Bestimmung von τ_g ungeeignet. Infolgedessen wurde $\tau_g = 8.5 \times 10^{-5}$ mit der in Kap. V.4. beschriebenen Methode des effektiven Exponenten bestimmt /2/.

Wie in Abb.18 und 25 gezeigt, vollzieht sich der Übergang (Crossover) eines Systems vom "isotropen" zum anisotropen Regim nicht abrupt, sondern innerhalb eines gewissen Temperaturintervalls /63,2,9/, welches sich über mehrere Dekaden der reduzierten Temperatur erstrecken kann. Dieses Verhalten führt zur Temperaturabhängigkeit der kritischen Exponenten.

Durch Logarithmieren von Glg.(4) erhält man

$$\log \kappa_{\parallel} = \log \kappa_0 + \nu \log \tau \quad (12)$$

Aus der Steigung der Geraden(s.Abb.18)der longitudinalenKomponente konnte gemäß Glg.(12) für den isotropen* Teil ($\tau > \tau_g$) der kritische Exponent $\nu_{is} = 0.63 \pm 0.03$ der Korrelationslänge der Fluktuationen ermittelt werden. Durch die Möglichkeit bei Temperaturen ($\tau \geq 7.8 \times 10^{-6}$) sehr nahe T_c^+ zu messen, konnte ein weiterer kritischer Exponent $\nu_{an} = 0.55 \pm 0.04$ im anisotropen Bereich ($\tau < \tau_g$) bestimmt werden (s. dazu Diskussion Kap. V.2.).

Um die Wirkung der Zugspannung auf den Crossover des kritischen Exponenten ν zu demonstrieren, wurden die Daten für $\sigma = 0$ in denselben Analysationsrichtungen wie für Abb.18 untersucht. Wie Abb.19 zu entnehmen ist, zeigten sich bis hin zu $\tau = 10^{-5}$ innerhalb der Meßgenauigkeit keine ent-

* isotrop insofern, als hier die inversen Korrelationslängen in den beiden Analysationsrichtungen keine signifikanten Unterschiede aufwiesen.

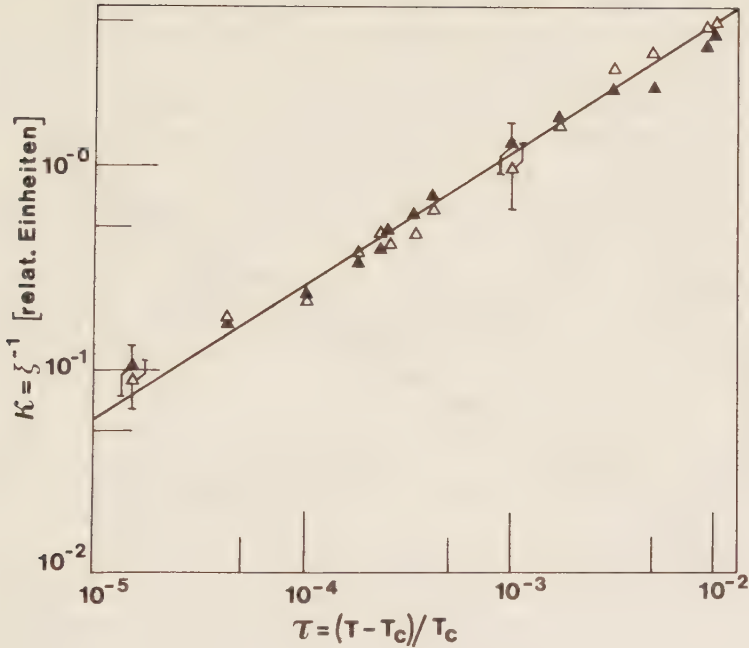


Abb. 19 Temperaturabhängigkeit der gemessenen inversen Korrelationslänge κ des Ni-Einkristalls für $\sigma = 0$. Die Analysationsrichtungen waren dieselben wie für Abb.18, entsprechend auch die Symbole Δ und $\blacktriangle$.

scheidenden Unterschiede in den beiden Komponenten der Fluktuationen. Der kritische Exponent für $\tau > 10^{-4}$ wurde zu 0.65 ± 0.04 bestimmt.

Die Analyse der Daten (s. Abb. 20) in den Analysationsrichtungen $(1R)_0$ und $(sR)_0$ (s. Abb. 16) lieferte eine reduzierte Cross-over-Temperatur von $\tau_{g_i} = (1.1 \pm 0.3) \times 10^{-4}$ für die aus mehreren Teilanisotropien zusammengesetzte Gesamtanisotropie $g_i(\sigma = 0)$ (s. dazu Kap. V.1.). Mit $A = 0.8/117/$ und $\phi = 1.25$

/14/ folgt aus Glg.(5) $g_1(\sigma = 0) = (1.5 \pm 0.3) \times 10^{-5}$. Damit liegt eine Abschätzung für die Gesamtanisotropie des unbelasteten Kristalls vor.

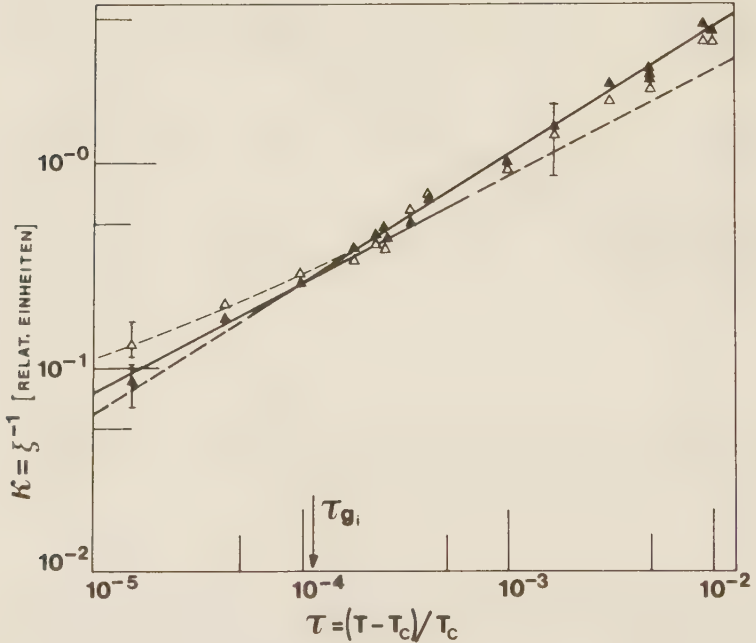


Abb. 20 Temperaturabhängigkeit der gemessenen Korrelationslängen eines Ni-Einkristalls ohne Zugspannung in den Analysationsrichtungen $(1R)_0 \rightarrow (\blacktriangle)$ und $(sR)_0 \rightarrow (\triangle)$ aus Abb.16.

Darüberhinaus wurde der von Fisher /29b/ eingeführte kritische Parameter η zu 0.05 ± 0.015 (s. Glg.(6)) ermittelt, indem η als laufender Parameter im Fit (s. Abb. 15b) für Temperaturen sehr nahe T_c (entsprechend $\tau < 1.3 \times 10^{-5}$) behandelt wurde.

V. DISKUSSION

In diesem Kapitel soll untersucht werden, inwieweit die experimentellen Ergebnisse zu den theoretischen Vorhersagen (Kap. II) passen. Dabei steht der durch Zugspannung induzierte Crossover der longitudinalen und transversalen Komponenten in den Fluktuationen bei Annäherung an T_C^+ im Vordergrund. Insbesondere diskutiert wird der Einfluß der bei T_C nicht verschwindenden intrinsischen sich überlagernden Anisotropien, von denen im wesentlichen drei zu nennen sind: 1. Spannungsanisotropie durch Versetzungen und andere Kristallfehler, 2. Dipol-Anisotropie, 3. Kristallanisotropie. Darüberhinaus werden im Rahmen der Diskussion zur kritischen Streuung neue Ergebnisse vorgestellt.

V.1. Zum Crossover-Effekt in Nickel

In Abb.18 ist die Temperaturabhängigkeit der kritischen Fluktuationen ($\kappa_{||}, \kappa_{\perp}$) in einem unter uniaxialer Zugspannung ($\sigma = 140 \text{ p/mm}^2$) stehenden Nickel-Einkristall gezeigt. Damit wird erstmalig ein durch äußere Zugspannung induzierter Crossover in einem Ferromagneten demonstriert und soll nun diskutiert werden.

Der Vergleich mit der Theorie führt zu folgenden Überlegungen: Der Hamiltonoperator eines schwach anisotropen Systems hat die Gestalt /10/

$$\underline{H} = \underline{H}_0 + g \underline{H}_1 \quad (13)$$

wobei H_0 der isotrope und H_1 ein zusätzlicher Term ist, der zusammen mit g , dem Anisotropieparameter, die Abweichung vom isotropen System beschreibt. g hat im allgemeinen den Charakter eines Tensors und kann in vereinfachter Schreibweise definiert werden als /21/

$$g = \frac{|J(\sigma) - J(0)|}{J(0)} \quad (14)$$

Hierbei ist $J(\sigma)$ das Austauschintegral zwischen dem i-ten und dem j-ten Atom im gedehnten Zustand des Kristalls und $J(0)$ entspricht dem Anfangswert des Austauschintegrals. Für ein vollkommen isotropes System ist demnach $g = 0$. Da selbst für den unbelasteten Kristall eine gewisse anisotrope Winkelverteilung der gestreuten Neutronen zu beobachten war, muß davon ausgegangen werden, daß $g(\sigma = 0)$ der vorliegenden Probe sicher nicht Null ist. Im nun Folgenden wird der Versuch unternommen, drei mögliche Ursachen jener Anisotropie und des damit verbundenen Crossover zu diskutieren.

Versetzen

Eine von mehreren möglichen Ursachen, die zu einer anisotropen Winkelverteilung führen kann, sind die inneren Spannungen, deren Quellen vor allem die im Realkristall stets vorhandenen Versetzungen sind. Diese Spannungen sind bei T_c um etwa 35 % kleiner als bei Raumtemperatur /64/. Da aber gerade schwache Anisotropien die kritischen Fluktuationen der Magnetisierung für $T \rightarrow T_c$ beeinflussen, ist zu vermuten, daß das kritische Verhalten der Fluktuationen durch die inneren Spannungen entscheidend beeinflußt wird.

Die kritische Streuung (s.Glg.(6)) ist der verallgemeinerten Suszeptibilität $\chi(T, \vec{q}, H)$ proportional /25,27/. Die Einmündungssuszeptibilität* wurde von Kronmüller /66/ im allgemeinen, und im besonderen für zugverformte Nickel-Einkristalle bei Raumtemperatur von Wolf /47a/, in verschiedenen Ebenen des Kristalls berechnet. In allen Fällen zeigte sich eine ausgeprägte Anisotropie, ähnlich wie sie in Abb.21 für Stufenversetzungen dargestellt ist.

* Die Einmündungssuszeptibilität liegt im Bereich der Einmündung in die ferromagnetische Sättigung.

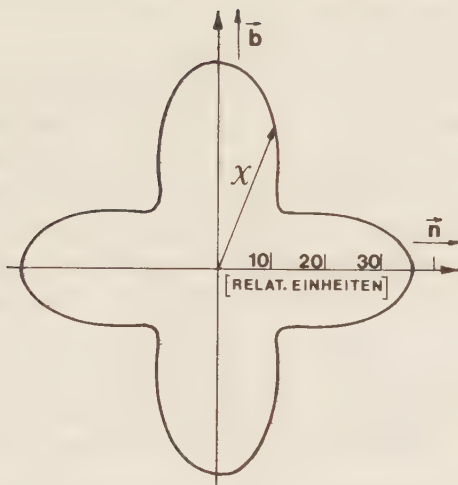


Abb. 21. Polardiagramm der Einmündungssuszeptibilität χ in der vom Burgersvektor $\vec{b}$ und der Hauptgleitebenen-Normale $\vec{n}$ aufgespannten Ebene, berechnet für ein inneres Magnetfeld $H_i = 8 \times 10^4$ A/m (1 kOe) und eine Dichte von $N = 10^{10}/\text{cm}^2$ statistisch verteilter Stufenversetzungen (die Abb. wurde der Ref. /47a/ entnommen).

Unter der Voraussetzung, daß die Magnetisierung innerhalb des "Kerns" (~ 10 nm) der Fluktuationen nahezu ihren Sättigungswert erreicht, ist zu vermuten, daß die oben angegebene Verknüpfung der Suszeptibilität im Spannungsfeld (~ 10 -100 nm /47a/) der Versetzungen auch im kritischen Temperaturbereich Gültigkeit hat.

In diesem Zusammenhang soll darauf hingewiesen werden, daß es bislang keine Theorie gibt, die die Wechselwirkung der Versetzungen und der damit verbundenen anisotropen Spannungsfelder mit den kritischen Fluktuationen der Magnetisierung beschreibt. Dagegen gibt es für Raumtemperatur eine hinreichend genaue mikroskopische Theorie / 66 / die weitgehend

durch Experimente bestätigt wurde /67-69/. Darüberhinaus wurden in letzter Zeit theoretische Ansätze unternommen, die das kritische Verhalten eines Systems, unter Berücksichtigung der Versetzungsnetzwerke, beschreiben /70/.

Geht man ferner davon aus, daß die Burgersvektoren $\vec{b}$ eines unverformten Einkristalls in den Gleitebenen nicht statistisch verteilt sind*, so ist die komplizierte Wechselwirkung zwischen dem Spannungstensor $\vec{\sigma}$, der von den Versetzungen herrührt und den magnetostriktiven Dehnungen $\vec{\epsilon}$, hervorgerufen durch die von außen angelegte Zugspannung, zu berücksichtigen. Der Zusammenhang zwischen $\vec{\sigma}$ und $\vec{\epsilon}$ ist gegeben durch die magnetoelastische Kopplungsenergie /72/, die nach Kronmüller /65,66/

$$F_{\sigma} = - \int \vec{\sigma} \cdot \vec{\epsilon} dV = - \frac{3}{2} \int [\lambda_{100} \sum_{i=1}^3 \sigma_{ii} \gamma_i^2 + \lambda_{111} \sum_{i \neq j} \sigma_{ij} \gamma_i \gamma_j] dV \quad (15)$$

bei Raumtemperatur anisotrop sein muß. Die Integration verläuft über das Volumen V, und λ_{hkl} sind die Magnetostriktionskonstanten, während $\gamma_i \gamma_j$ die Richtungskosinus der Magnetisierung sind.

Schließt man eine Modifikation des Verzerrungsfeldes einer Versetzung in dem relevanten Temperaturbereich nahe T_c aus ($\vec{\epsilon} = \text{konst}$) so ist der Spannungstensor $\vec{\sigma}$ proportional dem temperaturabhängigen Tensor der elastischen Konstanten $\vec{c}$. Die Temperaturabhängigkeit von $\vec{c}$ in der Nähe T_c wurde für das Isingmodell von Wagner und Swift /73/ theoretisch behandelt, mit dem Ergebnis, daß die elastischen Konstanten bei T_c ein scharfes Minimum haben. In einer Reihe experimenteller Arbeiten /74-78/ konnte dieser Befund gut bestätigt werden, so daß man annehmen darf, daß auch bei Nickel /79/ ein ähnliches Verhalten der elastischen Konstanten zu beobachten ist. Diese Tatsache hätte zur Folge, daß g im allgemeinen, im kritischen Bereich temperaturabhängig wird.

Einschlägige Messungen hierzu liegen noch nicht vor. In Kap. V.4. wurde eine Abschätzung von g vorgenommen, die wegen der Unkenntnis des kritischen Verhaltens der elastischen

* dieses trifft zumindest für Cu-legierte Ni-Einkristalle zu /71/.

Konstanten von Nickel lediglich die Größenordnung von g in guter Näherung wiedergeben kann ($\pm 100\%$). Dazu ist anzumerken, daß eine Änderung von g innerhalb eines universellen Systems keinen Einfluß auf die kritischen Exponenten hätte. Demgegenüber werden die kritischen Exponenten durch die Symmetrie der Wechselwirkung des Systems beeinflusst /80/.

In letzter Zeit wurde mehrfach das kritische Verhalten der magnetostriktiven Konstanten (λ_{hkl}) in der Literatur /81/ diskutiert, die nach Abschätzungen von Merbt /82/ für Nickel von der Größenordnung $\lambda_s(\tau = -10^{-2}) \approx -17 \times 10^{-6}$ sein sollte, wonach die durch äußere Zugspannung hervorgerufene freie Energiedichte $F_\sigma(\tau = -10^{-2}) = 357 \text{ erg/cm}^3$ betragen würde.

Aus den experimentellen Ergebnissen geht hervor, daß auf Grund der berechneten anisotropen Einmündungssuszeptibilität /47a/ ein Beitrag zur anisotropen Winkelverteilung (s. Abb. 16), verursacht durch Versetzungen, erwartet werden kann.

Dipol-Wechselwirkung (D W W)

Eine weitere Störung des "isotropen" Systems stellt die der Spannungsanisotropie überlagerte und vor allem in Nickel nicht zu vernachlässigende D W W /83,84/ der Fluktuationen dar. Demzufolge müßte ein Dipol-Crossover in einem Temperaturintervall von $10^{-3} < \tau < 10^{-1}$ stattfinden. Abschätzungen für Nickel in Ref. /84/ ergaben für die reduzierte Dipol-Crossover-Temperatur $\tau_{\text{dip}} = 4 \times 10^{-4}$.

Die Daten wurden diesbezüglich nicht analysiert, da sich der Dipol-Crossover nur schwach ($< 1\%$) auf den kritischen Exponenten auswirkt, so daß der zu erwartende Effekt innerhalb der vorhandenen Meßgenauigkeit liegen würde.

Daß die langreichweitigen Dipolfelder der Fluktuationen im

Innern des Kristalls einen starken Einfluß auf das kritische Verhalten des Systems und insbesondere auf die Fluktuationen an der Oberfläche des Kristalls haben, ist weitgehend bekannt /85-87/.

Darüberhinaus wurden kürzlich sowohl magnetische (s. Abb. 22) als auch Messungen mit polarisierten Neutronen durchgeführt /42,43/, die einen starken Einfluß der Formanisotropie auf das kritische Verhalten der Probe vermuten lassen. Die Kurven in Abb. 22 zeigen, daß von einem gewissen Abstand r_0 an, der für die vorliegende Probe zwischen 7 und 12 mm liegt, nur die globale Magnetisierung der Probe wirksam ist. Die Probe (70 mm lang, 5 mm, $\langle 111 \rangle$) war eine andere als die in Kap. III.2. beschriebene, was die unterschiedliche Lage von T_C erklärt. Zu einer geschlossenen physikalischen Interpretation

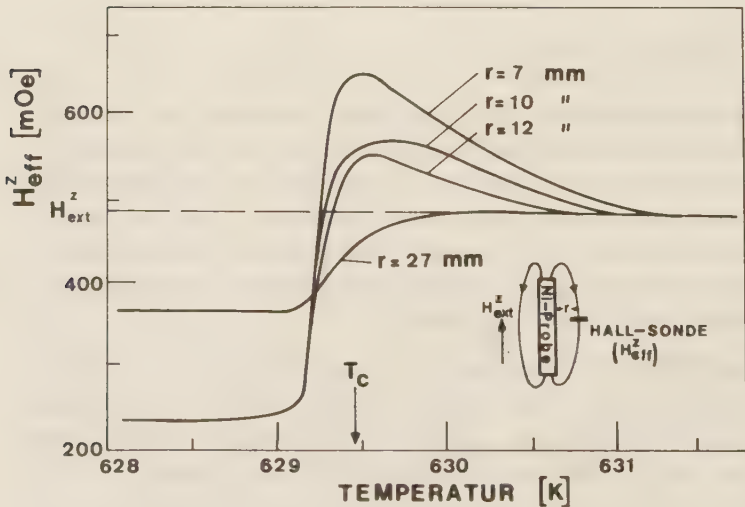


Abb. 22 Temperaturabhängigkeit des effektiven Magnetfeldes (H_{eff}^z) für verschiedene Abstände (r) von der Probenachse.

dieser Beobachtungen sind jedoch noch umfangreiche Untersuchungen notwendig*. Dazu ist zu bemerken, daß die Formanisotropie bislang in der Theorie der Dipol-Wechselwirkung nicht berücksichtigt wurde /88/.

Kristallanisotropie

Die starke Temperaturabhängigkeit der makroskopischen Kristallanisotropie-Konstanten $K_1(T)$ von Nickel bis hin zu T_C ist in der Literatur /89,90/ wohl bekannt und deutet auf einen kleinen Wert von $K_1(\tau \approx -10^{-2}) \approx 5 \text{ erg/cm}^3$ hin /82/. Zudem gelang es Rekveldt /91/ vor kurzem durch äußerst sorgfältige Messungen mit polarisierten Neutronen und einer hohen Temperatureauflösung sowohl an Nickel als auch an Eisen eine bemerkenswerte Anisotropie im Polarisationsgrad /92/ des transmittierten Neutronenstrahls bei Rotation des Kristalls nachzuweisen. Diese Anisotropie wurde auf die "Rest"-Kristallanisotropie $K_1(T_C)$ zurückgeführt. Inwieweit diese Depolarisations-Anisotropie in den Fluktuationen auf die intrinsische Spannungsanisotropie /93,94/ oder auf die von den Fluktuationen "gesehene" mikroskopische Kristallanisotropie zurückzuführen ist, bleibt allerdings eine offene Frage.

Neuesten Messungen von Aubert /95/ zufolge ist ein endlicher Wert ($\sim 10 \text{ erg/cm}^3$) $K_1(T_C)$ im Kern ($\sim 10 \text{ nm}$) der Fluktuationen für Nickel nicht auszuschließen. Demnach ist ein Beitrag der Kristallanisotropie zur effektiven Gesamtanisotropie bei T_C zu erwarten.

Weitere mögliche Quellen, die eine Anisotropie hervorrufen können, sind Fremdatome in anisotroper Anordnung oder Fehlstellen durch Beschuß schneller Neutronen /96,97/. Diese Mög-

* Hierzu gehören unter anderem die Messung einer vollständigen Magnetfeld-Karte für $T = \text{konst.}$ und Messungen mit polarisierten Neutronen, bei denen der Neutronenstrahl nicht durch die Probe, sondern unmittelbar neben der Probe vorbeiführt. Damit ließe sich der Einfluß des Dipolfeldes der Probe auf das magnetische Führungsfeld des polarisierten Neutronenstrahls studieren, was die Möglichkeit interessanter Rückschlüsse auf das kritische Verhalten von Ferromagnetika bieten würde /33b.,43/.

lichkeiten werden hier nicht diskutiert, da man davon ausgehen kann, daß solche Effekte in der Probe vernachlässigbar klein sein müssen. Andererseits würden diese Effekte eine andere als die durch Zugspannung erzeugte Variation des effektiven Anisotropieparameters hervorrufen.

Folgerungen

Infolge der Überlagerung der oben genannten intrinsischen Anisotropien ist beim Vergleich mit der Theorie (Glg.(5)) von einem effektiven Anisotropieparameter (g_e) auszugehen, der sich zusammensetzt aus der intrinsischen Anisotropie g_i und der von außen angelegten Zugspannungsanisotropie g_σ .

$$g_e = g_i + g_\sigma \quad . \quad (16)$$

Damit besteht die Möglichkeit, mit Hilfe der Glg.(5), die allgemein als gültig anerkannt wird, die Größe eines effektiven Anisotropieparameters (g_e) abzuschätzen.

Für einen quantitativen Vergleich der einzelnen Anisotropiebeiträge sind die hier vorliegenden Meßdaten nur bedingt geeignet. Zur Trennung der Anisotropieanteile ist eine geeignete Variation verschiedener wichtiger Parameter (Verformungsgrad der Probe*, äußeres Magnetfeld, Orientierung der Probe und Probenform) notwendig.

Zusammenfassend ist für dieses Kapitel festzustellen, daß die bislang für Nickel in der Literatur /99,100/ gemachte Annahme eines bei T_C isotropen Heisenberg-Magneten falsch ist.

Vielmehr muß davon ausgegangen werden, daß mindestens drei, in komplizierter Weise zusammenwirkende intrinsische Aniso-

* Dies ist Gegenstand von Untersuchungen an systematisch zugverformten Nickel-Einkristallen /98/, die mit derselben Apparatur /17,18/ wie der in dieser Arbeit verwendeten, z.Z. am HFR in Grenoble durchgeführt werden.

tropien unterschiedlicher physikalischer Herkunft das effektive kritische Verhalten des Kristalls weitgehend beeinflussen, was unter anderem eine mögliche Erklärung für die unterschiedlichen Werte der kritischen Exponenten in der Literatur bieten würde.

V.2. Kritische Betrachtung zum Crossover in Nickel

Im nun Folgenden soll der gemessene Crossover von $v_s(\tau > \tau_g) = 0.63 \pm 0.03$ nach $v_{an}(\tau < \tau_g) = 0.52 \pm 0.04$ kritisch beleuchtet werden. Messungen von Herzum et.al. /41/ und Connelly et.al. /101/ zufolge, haben die durch den Real-kristall gegebenen Einschränkungen (Endlichkeit, Reinheit und Gitterfehler der Probe) einen starken Einfluß auf das singuläre Verhalten des Systems. Dieser Effekt wird allgemein als Abrundungseffekt (Rounding) /102/ bezeichnet und kennzeichnet die Tatsache, daß, je nach Beschaffenheit der Probe, von einer bestimmten Temperatur $T_r > T_c$ an abwärts ein Abweichen vom singulären Verhalten der entsprechenden thermodynamischen Größe eintritt. Damit erhebt sich die Schwierigkeit zu entscheiden, inwieweit der gemessene Crossover allein auf die effektive Anisotropie (g_e) des Systems zurückzuführen ist und inwieweit auf Rounding.

Ob sich die Versetzungen unter dem Einfluß der Zugspannung einer gewissen Umordnung /47a/ unterworfen haben und damit eine Umverteilung der Anisotropie-Energiedichte stattgefunden hat, konnte mit dem vorliegenden Experiment nicht eindeutig geklärt werden.

V.3. Beobachtungen zur kritischen Streuung

In Abb.14a ist die Temperatur-Variation der kritischen Streuung des belasteten Nickel-Einkristalls für eine Reihe typischer $\vec{q}$ -Werte gezeigt. Bemerkenswert erscheint die Schärfe des Peaks bei T_c , die in vergleichbaren anderen Experimenten nicht erzielt wurde /46,100/. Als Ursache für die ausgeprägte Spitze sind drei wichtige Gründe zu nennen: 1. Der bei der Messung herrschende kleine Temperatur-Gradient $\Delta T/\Delta l \approx 10^{-3}$ K/mm (s. Abb.2c). 2. eine hohe zeitliche Temperaturkonstanz $\Delta T/\Delta t \approx 10^{-3}$ K/h und 3. ein relativ guter Einkristall (vergl. Kap. III.2. und III.3.).

Durch die hervorragenden Eigenschaften (Zugang zu besonders kleinen $\vec{q}$ -Werten $\gg 10^{-3} \text{ nm}^{-1}$) des verwendeten Diffraktometers (D 11 A) war es möglich, bei sehr kleinen Wellenvektoren die kritische magnetische Neutronenstreuung zu messen. In Abb.23 ist die Temperaturabhängigkeit der Kleinwinkelstreuung für $|\vec{q}_\parallel| \leq 2.3 \times 10^{-2} \text{ nm}^{-1}$ gezeigt. Auffallend ist sowohl das Auftreten eines Minimums oberhalb T_c für $|\vec{q}_\parallel| \leq 1.4 \times 10^{-2} \text{ nm}^{-1}$ als auch, daß mit kleiner werdendem $\vec{q}$ die ausgeprägte Spitze ebenfalls schmaler und relativ höher wird. Die Ursache dieses Verhaltens ist in der im Realkristall stets vorhandenen Versetzungsnetzwerk-Anordnung, bzw. bei den sehr nahe T_c bereits vorhandenen "groben magnetischen Inhomogenitäten" * zu suchen /103,91a/, die nur bei sehr kleinen Wellenvektoren zugänglich sind. Diese magnetischen Strukturen tragen wesentlich zur Kleinwinkelstreuung bei /104/. (Dadurch wird u.a. die kritische Streuung für $T \leq T_c$ fast vollständig überdeckt.) Eine logische Konsequenz dieses Effektes wäre, daß bei Ni-Einkristallen mit höherer Versetzungsdichte als die im hier vorliegenden Kristall ($N \approx 10^7 / \text{cm}^2$), die Spitze der kritischen Streuung schon bei größeren Wellenvektoren $|\vec{q}| > 10^{-2}$ verschwinden würde.

Darüberhinaus ist zu erwähnen, daß für Wellenvektoren $|\vec{q}| < 9.3 \times 10^{-3} \text{ nm}^{-1}$ (in Abb.23 nicht eingetragen) die Spitze vollkommen verschwunden ist.

* Möglicherweise ist darunter eine Art Superparamagnetismus oder der Entstehungsvorgang von Domänen zu verstehen.

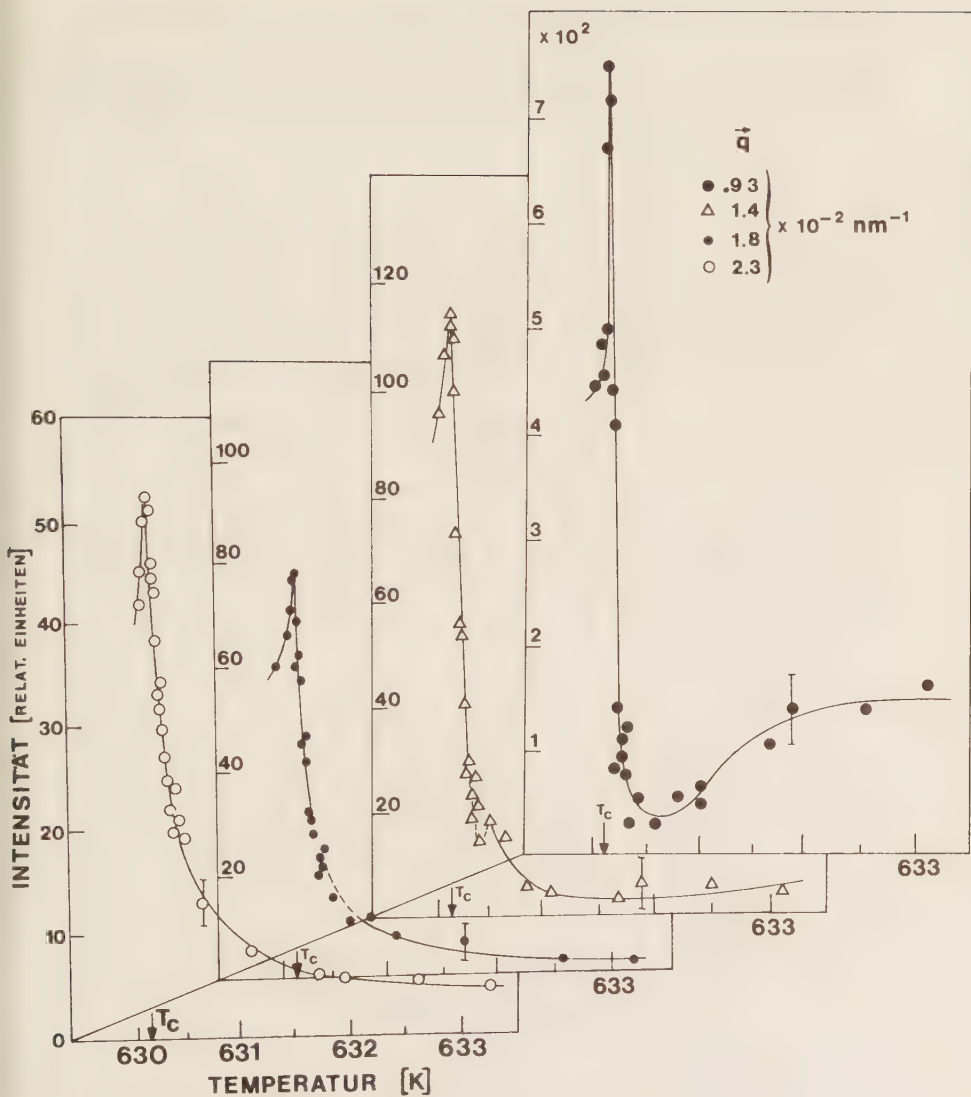


Abb. 23 Temperaturabhängigkeit der Kleinwinkelstreuung des belasteten ($\sigma = 140 \text{ p/mm}^2$) Ni-Einkristalls für Wellenvektoren $|\vec{q}| \leq 2.3 \times 10^{-2} \text{ nm}^{-1}$ in der unmittelbaren Nähe von T_c .

Nach Berechnungen zur spezifischen Wärme von Decker und Hahn /70,106/ liegt der physikalische Grund für das Absinken der Intensität darin, daß die Versetzungsnetzwerke das Anwachsen der Fluktuationen über die Maschen dieses Netzwerkes hinaus in gewisser Weise behindern.

Die von Maier und Stump /46/ gemessene starke Abhängigkeit der Lage des Maximums (in der Messung existieren 2 Maxima) der kritischen Streuung vom Beobachtungswinkel konnte weder für den unbelasteten - noch für den belasteten Kristall ($\sigma = 140 \text{ p/mm}^2$) in der Größenordnung ($\Delta T \approx 0.7 \text{ K}$, s. Abb. 4 aus Ref. /46/) festgestellt werden. Dagegen ist die Maximumverschiebung in den vorliegenden Messungen von der Größenordnung $\Delta T \approx 0.07 \text{ K}$ (vergl. Abb. 14); dies steht in befriedigender Übereinstimmung mit Abschätzungen von Stierstadt et al. /105/. In vorangegangenen Testmessungen wurde eine ähnlich starke Abhängigkeit der Streumaximums-Temperatur (T_m) wie in Ref. /46/ festgestellt (s. Abb. 24).

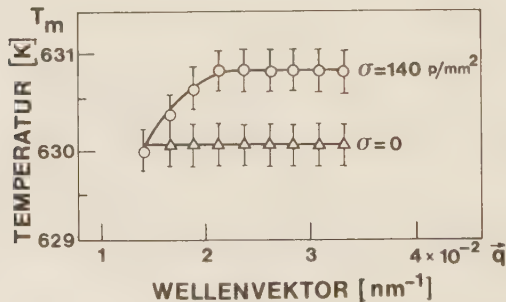


Abb. 24 Abhängigkeit der Streumaximums-Temperatur (T_m) vom Wellenvektor $\vec{q}$. Der Temperaturgradient betrug für (O) $\approx 0.08 \text{ K/mm}$ und für (Δ) $\approx 0.01 \text{ K/mm}$.

Diese Messung wurde jedoch mit einem erheblich größeren Temperaturgradienten ($\Delta T / \Delta l \approx 0.01 \text{ K/mm}$) über der Probe durchgeführt,

so daß sich die Frage erhebt, inwieweit die gemessene $T_m(\vec{q})$ -Abhängigkeit eine Folge des Temperaturgradienten war. Dies ist unter anderem Gegenstand von Untersuchungen eines laufenden Experiments am HFR in Grenoble /107/.

V.4. Zum effektiven kritischen Exponenten

In diesem Kapitel soll anhand des Crossover des kritischen Exponenten ν der Korrelationslänge die Meßbarkeit des effektiven Exponenten ν_{eff} behandelt werden, der definiert ist als /13/

$$\nu_{\text{eff}} = \frac{\partial \ln \kappa(\tau)}{\partial \ln \tau} \quad (17)$$

und ein "lokales Maß für den Grad der Singularität der entsprechenden thermodynamischen Größe darstellt" /2/. Hier stellt sich selbstverständlich die Problematik des in Kap. V.2. diskutierten Abrundungseffekts in bezug auf den Crossover.

Da eine Extrapolation der transversalen inversen Korrelationslänge ($\kappa_{\perp}$) auf $\tau = 0$ grundsätzlich nicht möglich ist, erscheint die Glg.(3) zur Definition der Crossover-Temperatur, zumindest für Nickel, nicht anwendbar, so daß die Frage nach einer genauen praktikablen Definition der Crossover-Temperatur zunächst bestehen bleibt.

In Abb. 25a wurde aus den experimentellen Daten der Abb. 18 und 20 durch graphische Differentiation nach dem Logarithmus der reduzierten Temperatur $\nu(\tau)_{\text{eff}}$ ermittelt, um hernach durch nochmalige Differentiation

$$\dot{\nu}_{\text{eff}} = \frac{\partial \nu(\tau)_{\text{eff}}}{\partial \ln \tau} \quad (18)$$

den Temperaturpunkt $\tau' = (8.5 \pm 2) \times 10^{-5}$ des Maximums von $\dot{\nu}_{\text{eff}}$ zu bestimmen (s. Abb. 25b). Unter der Voraussetzung, daß τ' mit der gesuchten Crossover-Temperatur τ_g zu identifizieren ist, wäre mit der Methode des effektiven Exponenten eine weitere Alternative (siehe u.a. auch Ref. /108,21b/) zur

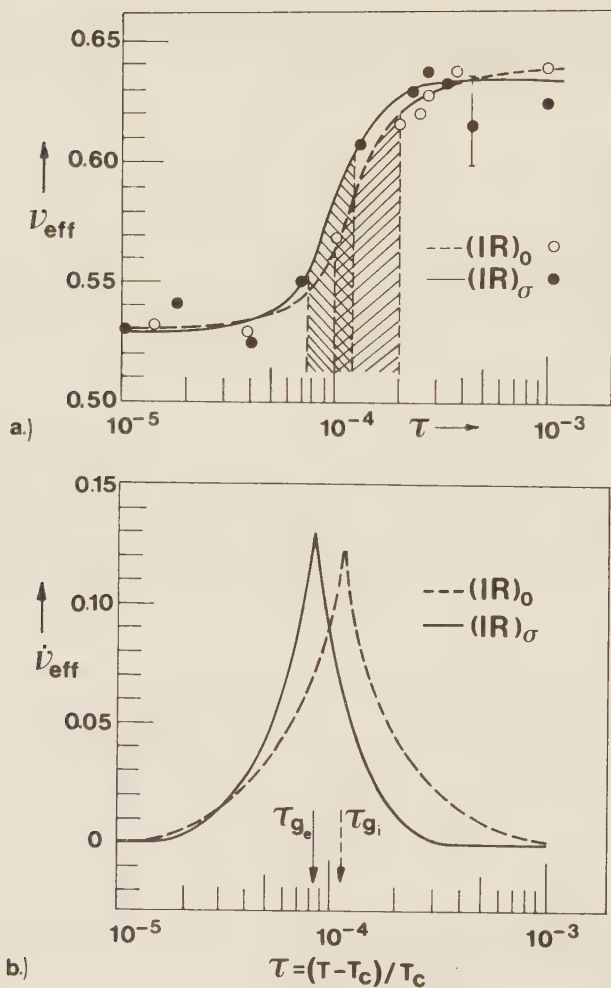


Abb. 25 In a.) ist die gemessene Temperaturabhängigkeit des kritischen Exponenten ν_{eff} für zwei verschiedene g 's gezeigt; b.) zeigt die Ableitung von ν_{eff} nach dem Logarithmus der reduzierten Temperatur in Abhängigkeit von τ . Der schraffierte Bereich entspricht einer Fehlerangabe; d.h. infolge der graphischen Differentiation ist nicht genau der Temperaturpunkt des größten Anstiegs der Kurve zu bestimmen. $\sigma = 0$ (gestrichelte Linien) entspricht der Analysations-Richtung $(\text{IR})_0$ (s. Abb. 16), $\sigma \neq 0$ (ausgezogene Linien) entspricht der Analysations-Richtung $(\text{IR})_\sigma$.

Bestimmung von τ_g gegeben.

Nach dieser Methode ließe sich auch eine vernünftige Abschätzung der effektiven Gesamtanisotropie g_e des belasteten Kristalls ($\sigma = 140 \text{ p/mm}^2$) vornehmen. Setzt man $\tau' = \tau_{g_e} = (8.5 \pm 2.0) \times 10^{-5}$ in Glg.(5) mit $A = 0.8/117/$ und $\phi = 1.25/14/$ ein, so erhält man $g_e = (1.1 \pm 0.3) \times 10^{-5}$.* Damit liegt eine Abschätzung für g_e des belasteten Kristalls vor. Wie bereits erwähnt ist davon auszugehen, daß $g_e(\sigma = 0) \neq 0$ ist. Da den Messungen aber nicht eindeutig zu entnehmen ist, inwieweit die intrinsischen Anisotropien von der induzierten Anisotropie beeinflußt wurden, erscheint es problematisch, einen direkten Vergleich mit dem berechneten Anisotropieparameter g_σ (s. Anhang A) anzustellen.

V.5. Zur T_c -Verschiebung

Nach Bruce et.al. /109/ sollte durch Erhöhung der Anisotropieenergie als Folge einer uniaxialen Zug- oder Druckspannung eine T_c -Verschiebung zunächst zu höheren Temperaturen hin eintreten (s.Abb.26). Tatsächlich wurde aber im hier vorliegenden

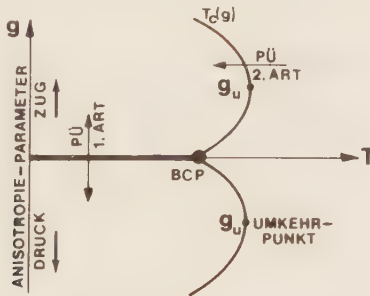


Abb. 26 Phasendiagramm eines unter uniaxialer Spannung ($\pm\sigma$) stehenden Ferromagneten. Die beiden Koexistenzkurven, endend im "Bicritical-point" (BCP), sind der Ort von T_c in Abhängigkeit von g .

* Dieses Ergebnis kann verglichen werden mit einer theoretischen Berechnung (s. Anhang A) des Anisotropieparameters, $g = 2.0 \times 10^{-5}$, der infolge der von außen angelegten Zugspannung $\sigma = 140 \text{ p/mm}^2$ hervorgerufen wird, und innerhalb der Fehlergrenzen eine befriedigende Übereinstimmung mit dem Experiment liefert.

Experiment ein $\Delta T_c = T_c(\sigma) - T_c(0) = -0.08 \text{ K}$ gemessen (s. Abb. 27). Abgesehen vom Vorzeichen hat $\Delta T_c / T_c \approx 10^{-4}$ die richtige Größenordnung, denn die T_c -Verschiebung sollte von der gleichen Größe wie τ_g sein /14/.

Wie aus Abb. 16 hervorgeht, ist g des unbelasteten Kristalls mit Sicherheit ungleich Null, so daß $T_c(\sigma = 0)$ entsprechend der intrinsischen Anisotropie $g_i \neq 0$ irgendwo auf der $T_c(g)$ -Kurve (s. Abb. 26) liegt.* Für das vorliegende Meßergebnis gibt

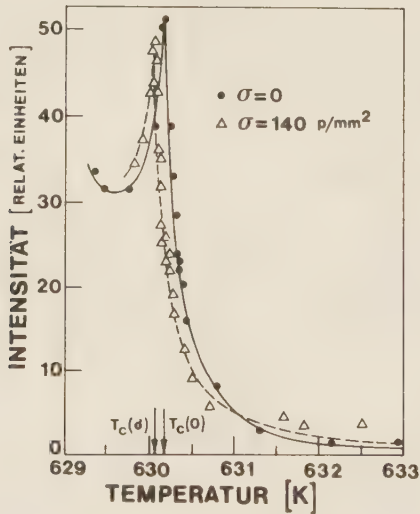


Abb. 27 Vergleich der kritischen Streuung des belasteten und des unbelasteten Ni-Einkristalls für $q = 2.8 \times 10^{-2} \text{ nm}^{-1}$.

es laut Theorie zwei mögliche Erklärungen: Entweder man geht davon aus, daß $g_i \geq g_u$ im Zug-Bereich der Kurve liegt, oder

* Messungen an verschiedenen antiferromagnetischen Substanzen (GdAlO_3 , RbMnF_3) von Rohrer /110/ und Shapira /111/ bestätigen die $T_c(g)$ -Kurve (s. Abb. 26) für Antiferromagnetika.

daß $g_i \geq g_u$ im Druck-Bereich der Kurve liegt. In beiden Fällen würde eine Zugspannung σ ein negatives ΔT_c zur Folge haben.*

* Zur eindeutigen Klärung dieser Fragestellung wäre es in erster Linie notwendig, Streubilder bei verschiedenen Zugspannungen σ und verschiedenen Drehwinkeln der Probe um ihre lange Achse aufzunehmen, um damit eine Änderung der Anisotropie in Abhängigkeit von σ festzustellen.

VI. ZUSAMMENFASSENDE SCHLUSSBEMERKUNGEN

Im hier behandelten Experiment wurde die kritische magnetische Kleinwinkelstreuung eines unter uniaxialer Zugspannung stehenden Nickel-Einkristalls mit einem zwei-dimensionalen Multidetektor gemessen und quantitativ ausgewertet.

Einer der wichtigsten Parameter des Experiments, nämlich T_c , wurde mit drei voneinander unabhängigen Meßmethoden mit einer relativen Genauigkeit von $\Delta T_c = \pm 0.01$ K bestimmt.

Das bemerkenswerteste Ergebnis dieser Untersuchungen war die Ermittlung der Crossover-Temperatur $\tau_{ge} = (8.5 \pm 2) \times 10^{-5}$, die auf Grund einer von außen an den Kristall angelegten uniaxialen Zugspannung ($\sigma = 140$ p/mm²) hervorgerufen wurde. Ferner wurde neben der Zugspannungs-Anisotropie eine weitere im Kristall ohne Zugspannung für $T > T_c$ vorhandene intrinsische Anisotropie (g_i) festgestellt, die sich aus verschiedenen einzelnen Teilanisotropien zusammensetzt und ebenfalls zu einem Crossover des kritischen Exponenten ν führte. In diesem Lichte erscheint die Annahme eines isotropen Heisenberg-Modells für Nickel bei T_c höchst fraglich.

Mit Hilfe der Messung von τ_g und der Beziehung $\tau_g = A \cdot g^{1/\phi}$ (Glg.(5)) war es möglich, die Gesamtanisotropie g_e des Kristalls abzuschätzen.

Die kritischen Exponenten konnten für den verwendeten Kristall wie folgt ermittelt werden: $\nu_{is}(\tau > \tau_{ge}) = 0.63 \pm 0.03$, $\nu_{an}(\tau < \tau_{ge}) = 0.55 \pm 0.04$, $\gamma(\tau > \tau_{ge}) = 1.32 \pm 0.05$ und $\eta = 0.052 \pm 0.015$ womit die Skalenregel $\gamma = (2 - \eta)\nu$, ($1.32 = 1.95 \times 0.63 = 1.22 \pm 0.13$) innerhalb der Fehlergrenzen für $\tau > \tau_g$ hinreichend gut bestätigt wurde. Die Werte des kritischen Exponenten ν lassen sich mit theoretischen Abschätzungen eines Crossover vom Heisenberg- zum xy-ähnlichen kritischen Verhalten vergleichen. Die theoretischen Abschätzungen ergaben: $\nu_{is}(\tau > \tau_{ge}) = 0.69$ und $\nu_{an}(\tau < \tau_{ge}) = 0.66$ /9/. Der erheblich kleinere gemessene Wert für $\nu_{an}(\tau < \tau_{ge})$ läßt sich durch den sogenannten Rounding-Effekt erklären, während $\nu_{is}(\tau > \tau_{ge})$ innerhalb der Fehlergrenzen den theoretischen Erwartungen nicht voll entsprach.

Im weiteren Verlauf der Arbeit wurde der effektive Exponent v_{eff} (s. Abb. 25) bestimmt, was zu einer befriedigenden Definition der Crossover-Temperatur im vorliegenden Experiment führte.

Darüberhinaus wurde eine Reihe weiterer Beobachtungen gemacht, von denen vor allem das Absinken der gestreuten Intensität $I(T, \vec{q}, \sigma)_{\text{krit}}$ für $|\vec{q}| < 10^{-2} \text{ nm}^{-1}$ kurz vor T_c^+ , sowie das Verschwinden der bei T_c auftretenden Spitze der kritischen Streuung bei kleiner werdendem $\vec{q}$ hervorzuheben ist.

Auf Grund der zuletzt genannten Erscheinungen ist die Auswertung der kritischen Streuung nach dem von Ornstein und Zernike /28/ benannten Auswerteverfahren für Wellenvektoren $|\vec{q}| \leq 2 \times 10^{-2} \text{ nm}^{-1}$ nicht mehr durchführbar.

Eine von der Theorie vorhergesagte T_c -Verschiebung wurde zwar beobachtet (s. Abb. 27), konnte jedoch nicht befriedigend interpretiert werden, da die vorliegenden Messungen zur Deutung des Meßergebnisses nicht ausreichend waren.

Abschließend ist zu den oben diskutierten Ergebnissen festzustellen, daß in dem vorliegenden Experiment zum erstenmal spannungsinduzierte Crossover-Effekte in einem Ferromagneten beobachtet wurden, die es im Hinblick auf die Theorie wünschenswert erscheinen lassen, die beobachteten Effekte in ihren Einzelheiten näher zu studieren.

Die Ergebnisse zeigen darüberhinaus eine befriedigende Übereinstimmung mit dem generellen Bild der gegenwärtigen Theorie der Phasenumwandlungen, insbesondere befindet sich der berechnete Anisotropieparameter g_0 (s. Anhang A) in befriedigender Übereinstimmung mit der Theorie.

ANHANG A

Abweichend von früheren Abschätzungen für g /82/, wurde von Hayd / 113 / ein modifizierter Weg eingeschlagen. Hierin wird die relative Änderung $g = |J(0) - J(\sigma)| / J(0)$ des Austauschintegrals J /112/ mit Hilfe der gemessenen Gitterebenen-Abstandsänderung $(d_{111}(\sigma) - d_{111}(0)) / d_{111}(0) = \delta_a = 2.0 \times 10^{-5}$ /79/ des hier verwendeten Kristalls bei Anlegen einer uniaxialen Zugspannung $\sigma = 140 \text{ p/mm}^2$ bei $T_c + 1.6 \text{ K}$, berechnet /113/. Die Berechnung basiert auf einer Methode /114/ (SCF, self consistent field /115/), die im wesentlichen der Hartree-Fock-Näherung /116/ eines Vielelektronen-Systems entspricht.

Dabei wurde g als Funktion des relativen Gitterabstandes in bezug auf die $\langle 111 \rangle$ -Richtung im Kristall numerisch berechnet. Für sehr kleine Auslenkungen (Hook'scher Bereich) ist $g(\delta_a)$ eine lineare Funktion mit der Steigung 1.* Damit folgt aus $\delta_a = 2.0 \times 10^{-5}$ für $g = 2.0 \times 10^{-5}$.

* Daß die Steigung 1 ist, trifft nur für den (111)-Gitterebenen-Abstand zu. Für andere Gitterebenen kann die Steigung einen anderen Wert haben.

LITERATURVERZEICHNIS

- /1/ a. RIEDEL, E. and WEGNER, F., Z.Phys. 225, 195 (1969)
b. RIEDEL, E. and WEGNER, F., Phys.Rev.Lett. 24, 730 (1970)
- /2/ RIEDEL, E.K., WEGNER, F.J., Phys.Rev. B9, 294 (1974)
- /3/ a. STIERSTADT, K., Physik.Blätter 30, 9, 106 (1974)
b. PARETTE, G., Ann. de Phys. 7, 299 (1972)
- /4/ FISHER, M.E., Rep.Prog.Phys. 30, 615 (1967)
- /5/ KADANOFF, L.P., GÖTZE, W., HAMBLÉN, D., HECHT, R., LEWIS, E.A.S., PALCIAUSKAS, V.V., RAYL, M., SWIFT, J., ASPNES, D. and KANE, J., Rev.Mod.Phys. 39, 395 (1967)
- /6/ a. LANDAU, L., Phys.Z.Sowietunion 12, 123 (1937)
b. LANDAU, L. and LIFSHITZ, E.M., Statistical Physics, Pergamon Press, New York 1958
- /7/ STANLEY, H.E., Introduction to Phase Transitions and Critical Phenomena, Clarendon Press, Oxford 1971
- /8/ DOMB, C. and GREEN, M.S., Phase Transitions and Critical Phenomena, Academic Press, London-New York, Bd. 1-6 (1972-1977)
- /9/ SINGH, S. and JASNOW, D., Phys.Rev. B12, 493 (1975)
- /10/ AHARONY, A., Conf.Proc.ICM Amsterdam 1976 (In dieser Arbeit ist eine umfassende Liste relevanter theoretischer sowie experimenteller Arbeiten zu finden.)
- /11/ DIETRICH, O.W., J.Phys. C2, 2022 (1969)
- /12/ SCHULHOF, M.P. and HUTCHINGS, H.T. and GUGGENHEIM, H.J., J.Appl.Phys. 42, 1376 (1971)
- /13/ a. SHANKER, R. and SINGH, R.A., Z.Naturforsch. 31a, 34 (1976)
b. NELSON, D.R., DOMANY, E., Phys.Rev. B13, 236 (1976)
- /14/ PFEUTY, P., JASNOV, D., FISHER, M.E., Phys.Rev. B10 2088 (1974)
- /15/ a. DEXTER, D.L. and BEEMAN, W.W., Phys.Rev. 76, 1782 (1949)
b. KRONMÜLLER, H., SEEGER, A. und WILKENS, M., Z.Phys. 171, 291 (1963)

- c. RAUCH, H., Habilitationsschrift, Öster.Atominst.
Wien 1969
- d. SCHMATZ, W., SPRINGER, T., SCHELLEN, J. and IBEL,
K., J.Appl.Cryst. 7, 96 (1974)
- e. SCHMATZ, W., Riv.Nuovo Cimento 5, 398 (1975)
- /16/ VAN HOVE, L., Phys.Rev. 95, 249 (1954), 95, 1374
(1954)
- /17/ IBEL, K., J.Appl.Cryst. 9, 630 (1976)
- /18/ SÖFFGE, F., Nucl.Instr.Meth. 142, 399 (1977)
- /19/ a. WIDOM, B., J.Chem.Phys. 43, 3898 (1965)
- b. HALPERIN, B.I. and HOHENBERG, P.C., Phys.Rev. 177,
952 (1969)
- /20/ DE JONGH, L.J. and MIEDEMA, A.R., Adv.Phys. 23, 1
(1974)
- /21/ a. LOTH, B., MORAN, T.J. and POLLINA, R.J., J.Chem.
Sol. 31, 1741 (1970)
- b. FISHER, M.E. and KERR, R.M., Phys.Rev.Lett. 39,
667 (1977)
- /22/ RIEDEL, E.K., J.Appl.Phys. 42, 1383 (1971)
- /23/ GERSCH, H.A. and SHULL, C.G. and WILKINSON, M.K.,
Phys.Rev. 103, 525 (1956)
- /24/ IZYUMOV, Y.A. and OZEROV, R.P., Magnetic Neutron
Diffraction, Plenum Press-New York 1970, S. 151
- /25/ DE GENNES, P.G. et VILLAIN, J., J.Phys.Chem.Sol.
13, 10 (1960)
- /26/ BALLY, D., POPOVICI, M., TOTIA, M., GRABCEV, B.
and LUNGU, A.M., Symposium on Neutron Inelastic
Scattering, Copenhagen 1968, paper SM-104/55
- /27/ MARSHALL, W. and LOVESEY, S.W., Theory of Thermal
Neutron Scattering, Oxford University Press 1971,
S. 470
- /28/ a. ORNSTEIN, L.S. and ZERNIKE, F., Proc.Acad.Sci.
Amsterdam 17, 793 (1914) und
- b. AVENARIUS, M., Ann.Phys. (Leipzig) 2, 151, 303 (1874)
- /29/ a. FISHER, M.E., BURFORD, R.J., Phys.Rev. 156, 583
(1967)
- b. FISHER, M.E., J. Math. Phys. 5, 944 (1964)
- /30/ SINGH, S. and JASNOW, D., Phys. Rev. B11, 3445 (1975)

- /31/ SCHULHOF, M.P. and HELLER, P. and NATHANS, R. and LINZ, A., Phys.Rev.Lett. 24, 1184 (1970) and Phys. Rev. B1, 2304 (1970)
- /32/ HELLER, P., Rep.Prog.Phys. 30, 731 (1967)
- /33/ a. BARMATZ, M., HOHENBERG, P.C. and KORNBLIT, A., Phys.Rev. B12, 1947 (1975)
- b. SÖFFGE, F., J.Magn. Magn. Mater., wird veröffentlicht
- /34/ GMELINS Handbuch der anorganischen Chemie, Magnetische Werkstoffe, Verlag Chemie GmbH Weinheim 1959
- /35/ STUMP, N., Dissertation T.H. Aachen 1969
- /36/ HOLM, W.A. and GERSCH, H.A., Phys.Rev. B13, 4984 (1976)
- /37/ HETZELT, M., Dissertation TU-München 1975
- /38/ WENZEL, H., Kristall-Labor-Führer, KFA Jülich (1969-1973) Kap. 3.1
- /39/ SCHNEIDER, J.R., J.Appl.Cryst. 7, 547 (1974), and Acta Cryst. A33, 235 (1977)
- /40/ SÖFFGE, F. and STIERSTADT, K., ILL Research Proposal 1975 to Exp. No. 07-01-038 (1975)
- /41/ HERZUM, N., STIERSTADT, K. and WUNSCH, L., phys. stat.solidi (a) 21, 529 (1974)
- /42/ SÖFFGE, F., NUNES, A.C. and STIERSTADT, K., Nucl. Instr. Meth., wird veröffentlicht
- /43/ NUNES, A.C., SÖFFGE, F. and STIERSTADT, K., Phys. Lett. 58A, 337 (1976)
- /44/ a. GUINIER, A., GUYON, E., J.Appl.Phys. 30, 622 (1959)
- b. ATKINSON, H.H., J.Appl.Phys. 30, 637 (1959)
- /45/ SÖFFGE, F., STIERSTADT, K., GÖLTZ, G. and IBEL, K., Sol.St.Com. 20, 601 (1976)
- /46/ MAIER, G. and STUMP, N., Z.Phys. 238, 389 (1970)
- /47/ a. WOLF, W., Dissertation, Univ. Stuttgart 1976
- b. KARNTHALER, H.P. und FISCHER, L., Z.Metallkde. 66, 631 (1975)
- /48/ SEEGER, A., Moderne Probleme der Metallphysik, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1965
- /49/ MADER, S., SEEGER, A. and LEITZ, C., J.Appl.Phys. 34, 3368 (1963)

- /50/ GÜLTZ, G., Dissertation, Univ. Stuttgart 1976, und
ILL-Report Nr. 627
- /51/ NIELSEN, P., Risö Rep. No. 118 (1965)
- /52/ DIETRICH, O.W., Risö Rep. No. 208 (1969)
- /53/ SPOONER, S. and AVERBACH, B.L., Phys.Rev. 142,
291 (1966)
- /54/ CHIEUX, P., Phys.Lett. 48A, 493 (1974)
- /55/ PASSELL, L., BLINOWSKI, K., BRUN, T. and NIELSEN, P.,
J.Appl.Phys. 35, 933 (1964)
- /56/ LOWDE, R.D., Rev.Mod.Phys. 30, 69 (1958)
- /57/ a. WERTHEIM, G.K., J.Elec.Spec.Rel.Phen. 6, 239 (1975)
b. GUINIER, A. and FOURNET, G., Small Angle Scattering
of X-rays, John Wiley & Sons Inc., New York 1955
- /58/ JACROT, B., Proc.Symp.IAEA, Vienna 1968, S. 483
- /59/ a. COLLINS, M.F., MINKIEWICZ, V.J., NATHANS, R.,
PASSELL, L. and SHIRANE, G., Phys.Rev. 179, 417
(1969)
b. SCHULHOF, M.P. and HELLER, P. and NATHANS, R. and
LINZ, A., Phys.Rev. B1, 2304 (1970)
- /60/ RESIBOIS, P. and PIETTE, C., Phys.Rev.Lett. 24,
514 (1970)
- /61/ TUCCARONE, A., LAU, H.Y., CORLISS, L.M., DELAPAL-
ME, A. and HASTINGS, J.M., Phys.Rev. B4, 2306 (1971)
- /62/ KNELLER, E., Ferromagnetismus, Springer-Verlag,
Berlin 1962, S. 249
- /63/ NELSON, D.R. Conf.Proc.on MMM, dec. (1975)
- /64/ REIMER, L., in Beiträge zur Theorie des Ferromagne-
tismus und der Magnetisierungskurve, W. Köster,
Springer-Verlag, Berlin/Göttingen/Heidelberg 1956,
S. 165
- /65/ KRONMÖLLER, H., Int.J.Nondestructive Test. 3, 315
(1972)
- /66/ KRONMÖLLER, H., AIP Conf.Proc.S. 1006 (1973)
- /67/ WILKE, H., Phil.Mag. 25, 425 (1972)
- /68/ LUBITZ, K., Appl.Phys. 4, 51 (1974)
- /69/ HOF, H.J. and KRONMÖLLER, H., Physica 80B, 464 (1975)

- /70/ a. DECKER, I. and HAHN, H., Physica A, wird ver-
öffentlich
- b. KREY, U., Z.Phys.B27,325 (1977)
- /71/ SPÜREL, F., Dissertation, Univ. München 1977
- /72/ BECKER, R. und DÖRING, W., Ferromagnetismus,
Springer-Verlag Berlin 1939
- /73/ WAGNER, H. and SWIFT, J., Z.Phys. 239, 182 (1970)
- /74/ REHWALD, W. and LANG, G.K., J.Phys. C8, 3287 (1975)
- /75/ REHWALD, W., Sol.St.Com. 21, 370 (1977)
- /76/ GARLAND, C.W. and RENARD, R., J.Chem.Phys. 44, 1130
(1966)
- /77/ YU WU, A., Phys.Rev. B13, 4857 (1976)
- /78/ ROSEN, M., Phys.Rev. 166, 561 (1968), 174, 504 (1968)
- /79/ SÖFFGE, F., STEICHELE, E. and STIERSTADT, K., phys.
stat.solidi 42, 621 (1977)
- /80/ KADANOFF, L.P. in International School of Physics
"Enrico Fermi", Critical Phenomena, New York and
London, 1971
- /81/ SHAPIRA, Y., YACOVITCH, R.D., BECERRA, C.C., FONER,
S., McNIFF, E.J., Jr., and NELSON, D.R., Phys.Rev.
B14, 3007 (1976), mit einer Reihe relevanter Lite-
ratur.
- /82/ MERBT, O., Dissertation, Universität München 1976
- /83/ KÖTZLER, J., Habilitationsschrift, TH-Darmstadt
1976, mit umfassender Literaturliste.
- /84/ FISHER, M.E. and AHARONY, A., Phys.Rev.Lett. 30,
559 (1973), Phys.Rev. B8, 3323 (1973)
- /85/ BINDER, K. and HOHENBERG, P.C., Phys.Rev. B6, 3461
(1972), B9, 2194 (1974)
- /86/ BARBER, M.N., J.Phys. C6, L262 (1973)
- /87/ SCHWARZL, S., Dissertation, Univ. Regensburg 1976
- /88/ AHARONY, A. and FISHER, M.E., Phys.Rev. B8, 3323
(1973)
- /89/ KRAUSE, D., Habilitationsschrift, Univ. München 1970
- /90/ AUBERT, G., J.Appl.Phys. 39, 504 (1968)
- /91/ a. REKVELDT, M.Th., van WOESIK, J. and MEIJER, J., Phys.
Rev. B, Nov. 1977
- b. REKVELDT, M.Th., ICM Conf.Proc. 617 (1973)

- /92/ REKVELDT, M.Th., Z.Phys. 259, 391 (1973)
- /93/ DRABKIN, G.M., OKOROKOV, A.I. and RUNOV, V.V.,
Sov.Phys.JETP Lett. 15, 324 (1972)
- /94/ MALEEY, S.V. and RUBAN, V.A., Sov.Phys.JETP Lett.
35, 222 (1972)
- /95/ AUBERT, G., MICHELUTTI, B., ICM Amsterdam 1976, und
AUBERT, G., priv. Mitteilung
- /96/ STRÖHLE, D., Dissertation, Univ. Stuttgart 1974
- /97/ ALLIA, P. and SOARDO, G.P., Vorabdruck ICM Amster-
dam 1976
- /98/ STIERSTADT, K., ANDERS, R., SÖFFGE, F., ILL-Research
Proposal 1976
- /99/ a. HERTZ, J.A., Int.J.Magn. 1, 253 (1971)
b. BAKER, G.A., Jr., and GILBERT, H.E., and RUSHBROOKE,
G.S., Phys.Rev. 164, 800 (1967)
- /100/ MINKIEWICZ, V.J., COLLINS, M.F., NATHANS, R. and
SHIRANE, G., Phys.Rev. 182, 624 (1969)
- /101/ CONNELLY, D.L., LOOMIS, J.S., and MOPOTHER, D.E.,
Phys.Rev. B3, 924 (1971)
- /102/ BIRGENEAU, R.J., GUGGENHEIM, H.J., SHIRANE, G.,
Phys.Rev. B8, 304 (1973)
- /103/ DRABKIN, G.M., OKOROKOV, A.I., VOLKOV, V.I., and
SHCHEBETOV, A.F., JETP Lett. 13, 1, 1 (1971)
- /104/ ALS NIELSEN, J., Phys.Rev.Lett. 37, 1161 (1976)
- /105/ ANDERS, R., KOSTORZ, G., STIERSTADT, K., ILL-
Research Proposal 1977
- /106/ Einer privaten Mitteilung von H. Hahn zufolge, ist
auch für die kritische Streuung bei einem charakte-
ristischen Wellenvektor ein ähnliches Verhalten wie
das der spezifischen Wärme zu erwarten. Die Berechnun-
gen hierfür sind noch nicht abgeschlossen.
- /107/ v. HÜRSTEN, W., STIERSTADT, K., ILL-Research Proposal
1977
- /108/ de JONG, L.J. and STANLEY, H.E., Phys.Rev.Lett. 36,
817 (1976)
- /109/ a. BRUCE, A.D. and AHARONY, A., Phys.Rev. B11, 478 (1975)
b. AHARONY, A. and BRUCE, A.D., Phys.Rev.Lett. 33, 427
(1974)

- /110/ a. ROHRER, H., Phys.Rev.Lett. 34, 1638 (1975)
- b. ROHRER, H. and GERBER, Ch., Phys.Rev.Lett. 38, 909 (1977)
- /111/ SHAPIRA, Y. and BECERRA, C.C., Phys.Rev.Lett. 38, 358 (1977)
- /112/ WAGNER, H., Phys.Rev.Lett. 25, 31 (1970)
- /113/ Die Berechnung von g wurde freundlicherweise von Herrn Dr. A. Hayd mit einem vorhandenen Computer-Programm durchgeführt, welches in Ref. /114/ beschrieben ist.
- /114/ HAYD, A., Dissertation, Univ. München 1975
- /115/ STEINER, E., Annual Reports of the Chemical Society, London 1970, S. 5
- /116/ SLATER, J.C., Quantum Theory of Molecules and Solids, Vol. 1, McGraw-Hill, New York 1963
- /117/ SÖFFGE, F., STIERSTADT, K., ILL annual report 1975, S. 190 (Die Konstante A wurde mit Hilfe der Fig. 2 abgeschätzt. Dazu ist zu bemerken, daß für diese graphische Darstellung Substanzen unterschiedlicher Universalitätsklassen herangezogen wurden, so daß der geschätzte Wert für A mit einigen Vorbehalten zu betrachten ist. Darüberhinaus ließe sich der Wert für A aus der Fig. 1 in Ref./30/ zu $A \approx 6.3$ abschätzen, der im Vergleich zu allgemeinen Literaturangaben erheblich zu groß erscheint).

Herrn Prof. Dr. K. Stierstadt als Initiator und ständigen Förderer der vorliegenden Arbeit gilt mein besonderer Dank.

Für die freundliche Aufnahme am Institut Laue-Langevin während eines Gastforschungsjahres und für die großzügige Bereitstellung der dortigen Forschungseinrichtungen möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. R. Mößbauer und Herrn Dr. B. Maier bedanken.

Mein Dank gilt ebenfalls Herrn Dr. E. Steichele, an dessen Flugzeit-Diffraktometer in der Reaktorstation Garching ich ein Jahr lang aufschlußreiche Messungen durchführte.

Ferner sei den Herren Prof. Dr. E. Biller, Prof. Dr. K. Binder, Dr. G. Göltz, Dr. A. Heidemann, Dr. M. Hetzelt, Prof. Dr. P. C. Hohenberg, Dr. K. Ibel, Dr. B. Jacrot, Dr. S. W. Lovesey, Dr. R. D. Lowde, Prof. Dr. J. Peisl, Dr. G. Shirane, Prof. Dr. J. Villain, Prof. Dr. H. Wagner und Prof. Dr. F. J. Wegner für die zahlreichen klärenden und stimulierenden Diskussionen gedankt.

Weiterhin möchte ich an dieser Stelle allen Werkstattangehörigen, insbesondere den Herren H. Motz und P. Wolf, die mir bei der Durchführung der technischen Arbeiten behilflich waren, meinen Dank aussprechen.

Das Bundesministerium für Forschung und Technologie hat diese Arbeit finanziell unterstützt.

LEBENS LAUF

- Geburt: Friedhelm Söffge, geboren am 30.4.1941
- Eltern: Friedrich Söffge
Erna Söffge, geb. Klenke
- Schul-
bildung: 1947-1956 Volksschule in Hameln
1956-1962 Lehre als Elektriker und Praxis
1962-1964 Ingenieurschule in Berlin
1962-1964 Abendgymnasium
1964 Abitur
- Studium: 1964-1967 Physik an der Technischen Universität
Berlin.
1967-1969 Physik an der Ludwig-Maximilians-Univer-
sität München.
1969-1972 Anfertigung der Diplom-Arbeit am Max-Planck-
Institut für Physik und Astrophysik. Davon
1 1/2 Jahre im europäischen Kernforschungs-
zentrum CERN, Genf.
Diplomprüfung am 15.3.1972 in München.
- Promotion: Beginn 1.6.1972, viermonatiger Studienaufenthalt
am Institut Laue-Langevin (ILL), Grenoble. Danach
Aufbau einer komplizierten Apparatur zur Untersu-
chung kritischer Phänomene am Phasen-Umwandlungs-
punkt magnetisch anisotroper Systeme. Später ein
Jahr am Forschungsreaktor München/Garching mit der
Aufgabe, neutronen-physikalische Messungen durchzu-
führen. Von Mai 1975 bis Juli 1976 Gast am ILL zur
Durchführung verschiedener Experimente, sowohl mit
polarisierten als auch mit unpolarisierten Neutro-
nen.
Niederschrift der Promotionsarbeit, sowie mehrerer
Veröffentlichungen in englischer Sprache.

München, den 5. Juni 1977

